



Etude de faisabilité d'une caméra bolométrique pour l'imagerie à haute résolution spatiale à 1,3mm de longueur d'onde pour l'IRAM

Vincent Reveret

► To cite this version:

Vincent Reveret. Etude de faisabilité d'une caméra bolométrique pour l'imagerie à haute résolution spatiale à 1,3mm de longueur d'onde pour l'IRAM. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2004. Français. NNT : . tel-00007311

HAL Id: tel-00007311

<https://theses.hal.science/tel-00007311>

Submitted on 7 Nov 2004

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France

Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS 6

Spécialité : METHODES INSTRUMENTALES EN ASTROPHYSIQUE ET
TECHNIQUES SPATIALES

Par

Vincent Revéret

**Étude de Faisabilité d'une Caméra Bolométrique Pour
l'Imagerie à Haute Résolution Spatiale à 1,3mm de
Longueur d'Onde, pour l'IRAM**

Soutenue le : 3 mai 2004

Devant le jury composé de :

M. Patrick Boissé	Professeur Paris 6	Président
M. François-Xavier Désert	Astronome LAOG	Rapporteur
M. Jean-Michel Lamarre .	Chercheur LERMA ...	Rapporteur
M. Pierre Encrenaz	Professeur Paris 6	Directeur de thèse
M. Louis Rodriguez	Chercheur CEA/Saclay	Co-Directeur de thèse
M. Bernard Lazareff	Astronome IRAM	Examineur

Remerciements

Lorsque je suis arrivé au Service d'AstroPhysique du CEA, c'était simplement pour un stage de DESS. J'y ai finalement soutenu une thèse... Les raisons ? Un projet scientifique ambitieux et motivant, d'excellentes conditions de travail et surtout une équipe talentueuse et humainement très attachante.

Je tiens à remercier très sincèrement l'un des chefs de file de l'équipe "submillimétrique", Louis Rodriguez, qui m'a captivé dès la première rencontre par ses explications et sa façon d'aborder de nombreux sujets de physique. Sa bonne humeur, son humour, ses qualités relationnelles et son savoir-faire en physique des détecteurs sont pour beaucoup dans la réussite de cette thèse. Tu vois, ça a bien fini par "tomber en marche" !

J'adresse un merci tout particulier à Pierre Encrenaz, mon directeur de thèse, qui m'a accueilli au DEA de P6 et qui a toujours été disponible et de bons conseils.

Je remercie également mes rapporteurs, François-Xavier Désert et Jean-Michel Lamarre pour leur analyse critique de mon mémoire et leurs suggestions qui m'ont beaucoup apporté. Merci aussi aux membres de mon jury, Patrick Boissé et Bernard Lazareff, de s'être joints à eux pour juger mon travail.

Le SAp est un laboratoire dans lequel se côtoient théoriciens, observateurs, chercheurs instrumentalistes ingénieurs et techniciens. Cette diversité est une source d'enrichissement quotidienne pour les jeunes chercheurs. Merci aux chefs de service successifs qui en assurent la richesse, Laurent Vigroux (merci Laurent pour tes nombreux conseils !) et Pierre-Olivier Lagage. Merci également à Yolande (bon courage dans ton nouveau service !), Dominique et Pascale.

À l'ensemble de l'équipe (sub)-millimétrique, un Merci général : Yannick LePennec, qui m'a tout appris en cryogénie, en techniques de vide, en électronique et en lancer d'azote liquide dans le couloir (il est champion de Bretagne !), Jérôme Martignac pour ses précieux conseils sur les bolomètres et sa bonne humeur légendaire, Eric Doumayrou, Olivier Boulade, Marc Sauvage, Koryo Okumura, Jean-Louis Auguères, Christophe Cara, Suzan Madden, Thierry Tourrette, Christelle Bonin, Thierry Ordunna, René Gastaud, Mathieu, Evelyne, ... et tous ceux que j'oublie.

Un grand merci au groupe du LETI (Patrick Agnèse, Emilien Peytavit,...) pour leurs nombreuses explications et l'adaptation rapide de la matrice à couche diélectrique.

Merci à tous les thésards et stagiaires que j'ai côtoyés : Gamil (le co-fondateur de "Astrologie & Astrophysique", notre grand projet d'après-thèse, également vice champion

du 14ème de pronostics en tout genres mais aussi grand volleyeur, à moins que ce soit l'inverse), David (ça va me manquer tes passages dans mon bureau sur les coups de 16h...), Cédric (ne désespère pas, tu les auras tes données sur les anneaux de Saturne!), Jean-Charles, tout le gang du RER B, Gabriel, le premier testeur de Vegetwix, Elena, Sébastien, Cécile et tout le groupe des X (Etienne, Jean-Luc, Anne, Monique, Jean, Michel, Patrick).

Thanks au groupe des Anglais (David, Olivier, Dams et leurs compagnes respectives, Jumeau), Seb. (bravo les Verts) et Olivia, Said et les premiers locataires du playground d'Yzeure, les basketteurs pro de la SOSM (spéciale dédicace à Alain, le roi du lay-up en contre-attaque), George Eddy et les commentateurs de NBA+ qui m'ont aidé à me maintenir éveillé pendant la rédaction (et pendant qu'on y est TP9, un certain numéro 23 et les Knicks!).

Merci à Massive Attack, the Roots, GangStarr, Radio Nova, le coup de pouce musical de ma rédaction.

Enfin, le plus important à mes yeux, restera le soutien constant de ma famille. J'ai une pensée particulière pour Mamie Francine qui observe plus que jamais le ciel dans son jardin (un vrai boulot d'astronome avec schémas d'observations à l'appui!) et pour Papy et Mamie, toujours intéressés par ce que je fais et qui m'ont toujours supporté.

Un énorme MERCI à mes parents qui m'ont toujours encouragé et soutenu, et à mes soeurs Claire et Elise.

Et Isa,... Sans toi je serais encore en train de rédiger. Merci de m'avoir accompagné dans les moments difficiles de la rédaction. On poursuit l'aventure dans le pays où le ciel est à l'envers (copyright Louis), et partager ça avec toi, c'est un vrai bonheur!

Etude de Faisabilité d'une Caméra Bolométrique Pour l'Imagerie à Haute Résolution Spatiale à 1,3mm de Longueur d'Onde, pour l'IRAM

Résumé Cette thèse s'inscrit dans le cadre de l'instrumentation continuum de nouvelle génération pour l'astronomie millimétrique depuis le sol (bande atmosphérique à 1.3 mm de longueur d'onde). Un nouveau type de détecteurs remplissant entièrement le plan focal du télescope de 30m de l'IRAM de façon optimale est proposé, basé sur le développement de bolomètres submillimétriques pour le projet européen Herschel.

Après une introduction à l'astronomie millimétrique et à ses principaux instruments existants au sol, un modèle numérique simulant le fonctionnement de ces bolomètres est proposé dans le but d'estimer leurs performances (validées ensuite par plusieurs mesures).

La transposition du pic d'absorption de 100 microns vers 1.3 mm est ensuite étudiée, donnant lieu à l'invention d'une méthode basée sur l'utilisation de couches anti-reflets (principe confirmé par spectrométrie).

Le processus d'observation depuis le sol par une caméra utilisant ces bolomètres est ensuite simulé et montre qu'une très bonne sensibilité par pixel est envisageable (environ $10 \text{ mJy.s}^{1/2}$).

Mots clés : Bolomètres, submillimétrique et millimétrique, caméra, télescope de 30m de l'IRAM, échantillonnage optimal, couche anti-reflet, spectromètre à transformée de Fourier, simulation d'observation.

Discipline : Astrophysique et instrumentation associée

Study of Feasibility of a Bolometric Camera for High Spatial Resolution Imaging at 1,3 mm Wavelength, for IRAM

Abstract : This thesis lies within the scope of new generation continuum instrumentation for ground-based millimeter astronomy (atmospheric band at 1,3mm). A new type of fully sampling detectors covering the entire focal plane of the 30m IRAM telescope is proposed, based on the development of submillimeter bolometers for the European project Herschel.

After an introduction to millimeter astronomy and the principal existing ground-based instruments, a numerical model simulating the behaviour of these bolometers is proposed with the aim to estimate their performances (validated by measurements).

The transposition of the absorption peak from 100 microns to 1.3mm is then studied, giving place to the invention of a method based on anti-reflecting layers. The principle was confirmed by spectrometry.

The observing process with a ground-based camera using these bolometers is then simulated and shows that a very good pixel sensitivity is possible ($10 \text{ mJy.s}^{1/2}$).

Keywords : Bolometers, submillimeter and millimeter, camera, 30m IRAM telescope, fully sampling, anti-reflecting layer, Fourier transform spectrometer, observing simulation.

Discipline : Instrumentation for Astrophysics

Table des matières

Introduction générale	1
1 L’Astronomie Millimétrique	5
1.1 Les Thématiques Scientifiques Principales	6
1.1.1 Les Débuts de l’Astronomie Infrarouge	6
1.1.2 La Formation des Étoiles	8
1.1.2.1 Le Scénario de la Formation des Étoiles	9
1.1.2.2 Les Observations	11
1.1.3 Étude des Galaxies	13
1.1.3.1 Les Galaxies à Grand Redshift	14
1.1.3.2 L’Étude des Galaxies Proches	19
1.1.4 Le Corps Noir Cosmologique	22
1.1.4.1 Les Fondements	22
1.1.4.2 L’Étude des Anisotropies	22
1.1.4.3 Les Autres Thèmes Liés à l’Étude du CMB	23
1.1.5 Autres Sujets d’Intérêt	25
1.2 Les Limitations Dues à l’Atmosphère Terrestre	26
1.2.1 Caractéristiques de l’Atmosphère entre 100 μm et 2 mm	26
1.2.2 Les Techniques d’Observation	29
1.2.2.1 Mesure de l’Opacité et Calibration	29
1.2.2.2 Méthodes de Suppression de l’Emission du Fond	30
1.3 État de l’Art des Caméras (Sub)Millimétriques au Sol	31
1.3.1 Principaux Instruments Actuels	32
1.3.2 Futurs Instruments	37
1.4 Motivation Pour Une Caméra de Nouvelle Génération sur le 30m	40

2	La Détection Continuum : Les Bolomètres	43
2.1	Principes Fondamentaux	43
2.2	Fonctionnement Théorique	45
2.2.1	Le Principe	45
2.2.2	Le Couplage Optique Avec le Rayonnement	47
2.2.3	Modélisation du Bolomètre	48
2.2.3.1	L'Equation de Base du Bolomètre	48
2.2.3.2	La Réponse des Bolomètres	49
2.2.3.3	Bruits des Bolomètres	51
2.3	Etat de l'Art des Bolomètres	54
2.3.1	Les Bolomètres Résistifs	54
2.3.2	Les Bolomètres de type TES	60
2.4	Les Matrices de Bolomètres du CEA	65
2.4.1	Le Contexte	65
2.4.2	Le Pixel et la Matrice	66
2.4.2.1	Description Générale	66
2.4.2.2	Thermométrie à Basse Température	66
2.4.2.3	Absorption du Rayonnement - Cavityé Quart d'Onde	71
2.4.2.4	Capacité Calorifique	73
2.4.2.5	Conductance Thermique	74
2.4.2.6	Le Système de Lecture	75
3	Les Paramètres Electro-Thermiques des Bolomètres	79
3.1	Estimation des Performances	80
3.1.1	Puissance de Fond Par Pixel et NEP photon	80
3.1.2	Présentation du Modèle Numérique du Bolomètre	82
3.1.2.1	Le Pixel Millimétrique	86
3.1.2.2	La Conductance Thermique	86
3.1.2.3	La Capacité Calorifique	87
3.1.2.4	La Résistance Electrique	88
3.1.3	Optimisation à Puissance Constante	89
3.1.3.1	Réponse Optimum	89
3.1.3.2	Conductance Optimum	94

3.1.4	Variation de la Puissance de Fond	97
3.1.4.1	Etalonnage	97
3.1.4.2	Bruit du Détecteur	98
3.1.4.3	Mode à Réponse Constante	99
3.1.5	Influence de la Température du Bain Cryogénique	103
3.2	Résultats de Mesures	103
3.2.1	Première Image	104
3.2.2	Mesures des Performances	105
3.2.2.1	Polarisation Optimum	106
3.2.2.2	Variation de la Puissance de Fond	107
3.2.2.3	Mesure de la Bande Passante	109
3.2.2.4	Influence de la Température du Bain Cryogénique	109
3.3	Conclusions	111
4	Du Détecteur au Plan Focal	113
4.1	Le Système d’Absorption Développé pour le Millimétrique	113
4.1.1	Les Limitations du Système Submillimétrique	113
4.1.2	Différentes Solutions Technologiques pour le Millimétrique	115
4.1.3	Modélisation de la Solution Retenue	117
4.1.3.1	Le Formalisme des Couches Minces	117
4.1.3.2	Modélisation de l’Empilement de la Matrice	121
4.1.4	Mesures de la Réponse Spectrale	124
4.1.4.1	Exemple de Spectres Mesurés	124
4.1.4.2	Réponse Spectrale d’une Matrice PACS	124
4.1.4.3	Réponse Spectrale d’une Matrice Modifiée	125
4.1.5	Les Solutions Spécifiques pour le Millimétrique	126
4.1.5.1	Les Structures Encastrées	126
4.1.5.2	Variation de la Résistivité du Métal Absorbant	131
4.1.5.3	Travaux Futurs	133
4.2	Architecture du Plan Focal	134
4.2.1	Le Champ de Vue	134
4.2.2	Design Optique Simple	134
4.2.2.1	Concept	134

4.2.2.2	Analyse par Tracés de Rayons	136
4.2.3	Type de Structure Mécanique pour de Grands Plans Focaux	137
4.2.4	Effet de l'Angle d'Incidence sur l'Absorption	138
5	Simulations de l'Instrument sur le 30m	141
5.1	Description du Modèle	141
5.1.1	Modélisation de l'Atmosphère et de la Source	142
5.1.2	Couplage avec le Télescope	144
5.1.3	Réponse du Détecteur	148
5.1.4	Variation Temporelle	149
5.2	Résultats Préliminaires	150
5.2.1	Calcul du NEFD	150
5.2.2	Mode Pointage	151
5.2.3	Mode Scan	153
5.2.4	Travaux Futurs	154
	Conclusion générale et perspectives	157
	Bibliographie	161
A	Etapes de Fabrication des Matrices CEA	171
B	Détails du Modèle Numérique des Bolomètres	173
C	Principe du Spectromètre à Transformée de Fourier	175

Table des figures

1.1	Carte de la région de formation d'étoiles, ρ Oph	11
1.2	Distribution de masses des cœurs denses de ρ Oph	13
1.3	Profil de densité radiale de cœurs denses dans ρ Oph	14
1.4	Modèles de SED de galaxies starburst en fonction de z	16
1.5	Courbes Flux des galaxies / redshift pour plusieurs fréquences	17
1.6	HDF Nord observé à différentes longueurs d'ondes	18
1.7	Galaxie NGC 6946 en bande B et à $850\ \mu\text{m}$	20
1.8	Galaxies des antennes en visible et à $850\ \mu\text{m}$	21
1.9	Différences entre les mesures du CMB et un corps noir théorique	23
1.10	Diverses mesures des anisotropies du CMB	24
1.11	Spectre SZ de l'amas Abell 2163	25
1.12	Transmission atmosphérique dans le (sub)-millimétrique	27
1.13	Optique du photomètre UKT14	33
1.14	Caméra submillimétrique SCUBA	34
1.15	Projection sur le ciel de bolomètres à cônes de Winston	35
1.16	Détecteurs de la caméra SHARC II	36
1.17	plan focal de la caméra millimétrique MAMBO 2	37
1.18	Photos du télescope APEX et de son instrument bolométrique LABOCA .	39
1.19	Représentation de l'un des deux plans focaux de SCUBA 2	40
1.20	Le télescope millimétrique de 30m de l'IRAM.	42
2.1	Le bolomètre de Langley (1881)	45
2.2	Schéma de fonctionnement d'un bolomètre	45
2.3	Cônes de concentration du rayonnement	48
2.4	Bolomètre spider web du JPL	57
2.5	Détail d'un bolomètre de SPIRE	58

2.6	Circuit de lecture classique d'un bolomètre résistif	58
2.7	Exemple de bolomètre monolithique (SHARC)	59
2.8	Courbe Résistance/Température d'un TES	60
2.9	Concept des bolomètres de SCUBA 2	62
2.10	Développement de TES au JPL	62
2.11	Développement de matrices TES à Berkeley	63
2.12	Prototype de bolomètres TES du MPIfR	64
2.13	Bolomètres à antennes - Berkeley	64
2.14	Schéma d'un pixel PACS	67
2.15	Représentation de la matrice de bolomètres du CEA	68
2.16	Photo du plan focal "bleu" de PACS	69
2.17	Principe de la conduction par sauts	70
2.18	Photo d'un thermomètre PACS	71
2.19	Photo des thermomètres bolométrique et de référence	76
2.20	Circuit de lecture PACS	77
2.21	Photo d'une matrice 16x16 PACS	78
3.1	Courbes de Puissance Background par pixel	83
3.2	Principe du modèle numérique du bolomètre	84
3.3	Modélisation du bolomètre en formalisme Matlab	85
3.4	Schéma d'un pixel millimétrique	87
3.5	Variation de la tension de polarisation en créneau	90
3.6	Evolution de divers paramètres en fonction du bias	92
3.7	Simulation des NEP en fonction de la polarisation	93
3.8	NEP détecteur en fonction de la conductance et du bias	94
3.9	NEP détecteur et bande passante en fonction de la conductance	96
3.10	Réponse en fonction du Background	98
3.11	Evolution du NEP en fonction du Background	99
3.12	Réponse en fonction de V_{bias} et P_b	100
3.13	Solutions pour une réponse constante	101
3.14	Influence de la température du bain cryogénique	103
3.15	Système utilisé pour la caractérisation optique	104
3.16	Première image obtenue avec une matrice submm	105
3.17	Mesures de la réponse en fonction du bias	106

3.18	Mesures du NEPtotal en fonction du bias	107
3.19	Mesures de la réponse en fonction de la puissance <i>background</i>	108
3.20	Mesures du NEPtotal en fonction de la puissance <i>background</i>	108
3.21	Mesure de la variation de la bande passante	109
3.22	Mesure de la variation de la réponse en fonction de la température	110
4.1	Schéma du système d'absorption à double résonance	114
4.2	Simulations de l'absorption de cavités de 60 et 75 μm	115
4.3	Les différentes solutions d'adaptation au mm	116
4.4	Exemple d'empilement multicouche	118
4.5	Détermination du coefficient d'optimisation	122
4.6	Simulations de courbes d'absorption	123
4.7	Interférogramme et spectre typiques issus du FTS	125
4.8	Réponse spectrale d'une matrice PACS rouge	126
4.9	Réponse spectrale de la matrice modifiée	127
4.10	Courbes d'absorption en mm, structure simple	128
4.11	Structure à diélectrique encastré	129
4.12	Carte d'absorption optimale	129
4.13	Simulations de l'absorption dans le millimétrique	130
4.14	Influence des variations d'épaisseur de Si et AG	130
4.15	Simulation de l'absorption pour différentes résistivités	131
4.16	Mesure de l'influence de la résistivité sur l'absorption	132
4.17	Plans focaux possibles au 30 m	135
4.18	Schéma optique proposé pour un petit plan focal	136
4.19	Tracés de rayons pour un design optique simple	137
4.20	Aberrations du système optique à lentilles	138
4.21	Exemple de mécanique du plan focal PACS	139
4.22	Courbe d'absorption du revêtement absorbant	139
4.23	Influence de l'angle d'incidence sur l'absorption	140
5.1	Principe de la simulation d'observation millimétrique	142
5.2	Simulation théorique du ciel	143
5.3	Représentation des colonnes d'atmosphère	145
5.4	Image de l'atmosphère sur le plan focal	146
5.5	Image d'une source ponctuelle convoluée par le télescope	146

5.6	Variation spatiale du signal après convolution par la PSF	147
5.7	Champ vu par la matrice et image de sortie correspondante	148
5.8	Variation temporelle du signal sur un pixel	149
5.9	Bruit atmosphérique corrélé	152
5.10	Suppression des lignes de base sur la matrice	153
5.11	Signaux typiques en mode <i>scan</i>	154
5.12	Tableau des récapitulatif des performances envisagées	160
A.1	Etapes de réalisation des bolomètres du CEA (1)	171
A.2	Etapes de réalisation des bolomètres du CEA (2)	172
B.1	Détail du bloc “bolomètre” du modèle numérique	173
B.2	Détail du bloc “résistance” du modèle numérique	174
C.1	Schéma de principe de l’interféromètre de Michelson	176
C.2	La polarisation du signal dans le spectromètre	177
C.3	Description de la mesure de réponse spectrale	179

Introduction générale

L’astronomie est une science basée sur l’observation dont le principal fournisseur d’information est le rayonnement électromagnétique qui parvient sur Terre. Ce rayonnement est en grande partie intercepté par l’atmosphère terrestre, sauf dans quelques “fenêtres” de transmission (domaines visible et radio, et quelques bandes en infrarouge).

Notre vision de l’Univers a été complètement bouleversée au cours du siècle passé, lorsqu’il a été possible d’avoir accès à la quasi totalité du spectre électromagnétique. Grâce au développement de nouveaux récepteurs de rayonnement, et à l’essor des technologies spatiales (satellites d’observation permettant de s’affranchir de l’effet d’écran de l’atmosphère), les astronomes ont découvert qu’une même région du ciel pouvait présenter un aspect totalement différent suivant la longueur d’onde à laquelle on la regarde. A chaque nouvelle image du ciel obtenue, les limites des connaissances ont ainsi pu être repoussées.

Au début des années 90, une fenêtre restait encore très mal connue : la gamme (sub)-millimétrique allant de $100\ \mu\text{m}$ à $2\ \text{mm}$ de longueur d’onde environ. Deux raisons expliquent ce fait :

- les limitations dues à l’atmosphère : opacité importante, sauf dans quelques bandes étroites de transmission (vers 350 , 450 , 750 et $850\ \mu\text{m}$ ainsi qu’à 1.3 et $2.1\ \text{mm}$, accessibles uniquement depuis certains sites en altitude),
- les difficultés instrumentales : les instruments développés jusque là possédaient des sensibilités limitées et n’étaient équipés bien souvent que d’un récepteur unique.

Mais à cette époque, des avancées décisives dans le domaine de la détection incohérente¹ (bolomètres) et de l’instrumentation associée (notamment en cryogénie) ont permis de concevoir les premières véritables caméras installées sur des télescopes au sol (jusqu’à une

¹On parle de détection incohérente lorsqu’un détecteur est sensible à la puissance du champ électrique incident (détecteur quadratique), à l’opposé de la détection cohérente où l’amplitude du champ est détectée (techniques radio). La détection cohérente en millimétrique ne sera pas abordée dans le cadre de cette thèse, même s’il s’agit d’une technique très employée, principalement pour la spectroscopie à haute résolution.

centaine de pixels pour la caméra SCUBA sur le télescope JCMT par exemple).

Les premiers résultats qui suivirent ont montré que ce domaine était de première importance pour l'étude de certaines questions astrophysiques fondamentales (étude de la poussière froide dans l'Univers, et par extension étude de la formation des étoiles et des galaxies, étude du corps noir cosmologique). Ces résultats montrèrent également que malgré les limitations atmosphériques, certains sites au sol permettaient de réaliser des observations de très bonne qualité, notamment dans les bandes millimétriques.

Ainsi, depuis le milieu des années 90, de nombreux groupes participent au développement de la prochaine génération d'instrumentation (sub)-millimétrique que ce soit dans l'espace ou au sol. Le fer de lance au niveau européen est le satellite HERSCHEL, qui sera lancé en 2007 et qui permettra d'étudier le ciel entre 60 et 670 μm en *continuum* avec une sensibilité sans précédent. Au sol, des instruments complémentaires sont également développés, notamment dans le domaine millimétrique. De tels instruments capables d'imager la quasi-totalité du champ de vue disponible sur les télescopes les plus performants devraient permettre de réaliser le même type d'avancée scientifique que lors de l'apparition des mosaïques de détecteurs (type CCD) en optique et infrarouge.

C'est dans ce contexte que s'inscrit ce travail de thèse : participer au développement de la nouvelle génération de caméras millimétriques observant depuis le sol. Comme toujours en science, proposer un nouveau concept d'instrumentation n'a de sens que si les performances envisagées sont supérieures à la précédente génération. Dans le cas des caméras millimétriques, cela signifie disposer d'un instrument limité par le bruit fondamental (bruit de photons) et composé d'un nombre de pixels 10 à 20 fois supérieur à ce qui se faisait auparavant.

Ce travail s'appuie sur le développement au CEA d'un nouveau concept de détecteurs submillimétriques (60 à 210 μm) pour l'instrument PACS sur HERSCHEL. Depuis 1995 le LETI/LIR et le DAPNIA (SAP) sont engagés dans la mise au point de matrices de bolomètres de nouvelle génération, permettant de concevoir des plans focaux de grande taille, de grande sensibilité et disposés dans le plan focal du télescope de façon à échantillonner instantanément l'image (haute résolution spatiale).

L'idée est de reprendre ce concept et de l'adapter aux conditions de l'astronomie millimétrique depuis le sol et en particulier pour le radiotélescope de 30m de l'IRAM en Espagne. L'avantage de cette approche est qu'un tel instrument peut bénéficier des nombreux développements réalisés dans le cadre d'un projet spatial ambitieux (électronique de

lecture, mécanique du plan focal, développement de logiciels de réduction et de traitement de données, ...). Le projet passe par plusieurs étapes :

- détermination des conditions d’observation au plan focal du 30m (puissance incidente reçue sur chaque pixel de la caméra, estimation des variations attendues),
- définition du pixel millimétrique, optimisation des paramètres libres afin d’obtenir les meilleures performances,
- définition d’un moyen technologique permettant d’adapter l’absorption du rayonnement aux longueurs d’onde millimétriques,
- mesures essentielles (sensibilité, absorption),
- proposition d’un plan focal,
- simulations d’observation et tests sur télescope.

Ce mémoire présente les divers travaux menés pendant la thèse qui suivent cette ligne de conduite.

Dans le premier chapitre, une introduction à l’astronomie millimétrique est présentée. Les principaux thèmes de recherche sont abordés (les questions scientifiques auxquelles on espère répondre avec la prochaine génération d’instruments millimétriques), ainsi que l’aspect observationnel (techniques d’observation depuis le sol, principaux instruments actuels et futurs).

Le deuxième chapitre décrit le principe de fonctionnement des bolomètres utilisés pour l’imagerie (sub)-millimétrique. Un état de l’art des différents bolomètres est proposé. Le concept général des matrices de bolomètres développées au CEA est ensuite décrit.

Le troisième chapitre est consacré à l’adaptation de ces bolomètres au domaine millimétrique par la détermination de leurs paramètres electro-thermiques optimaux. Une simulation numérique a été conçue pour estimer les performances des bolomètres en terme de sensibilité. Les performances attendues sont ensuite comparées à des résultats de mesures réalisées sur des matrices submillimétriques, dont certains aspects sont tout à fait représentatifs du type de bolomètre que nous proposons pour le millimétrique.

Le quatrième chapitre aborde la question fondamentale de l’absorption du rayonnement. Il constitue une très grosse partie du travail de thèse. Il s’agissait de l’une des questions majeures en début de projet puisque certains facteurs technologiques semblaient limiter l’absorption de ce type de matrice de bolomètres à des longueurs d’onde inférieures au millimètre. Une solution originale a été trouvée. Le chapitre décrit cette solution, simple

à mettre en œuvre d'un point de vue technologique, ainsi que les résultats de mesures confirmant le profil d'absorption attendu. L'étude préliminaire d'une optique adaptée à un plan focal de taille intermédiaire (pour un prototype d'instrument) est également proposée.

Enfin, le chapitre 5 présente les premiers développements d'une simulation d'observation utilisant une matrice de bolomètres millimétriques. Cette simulation prend en compte la modélisation de l'atmosphère, du télescope et des détecteurs. Les premiers résultats de deux modes d'observation sont présentés.

Chapitre 1

L'Astronomie Millimétrique

Dans l'astrophysique moderne, les grandes structures qui composent l'Univers commencent à être de mieux en mieux connues (amas de galaxies, galaxies, étoiles, planètes), mais les aspects physiques de leurs formations sont encore très mal compris. Un des moyens les plus prometteurs pour comprendre et contraindre les différents modèles est d'étudier leurs constituants, comme la poussière froide, commune à ces différents objets à l'époque de leur formation. L'émission continuum dans les domaines spectraux submillimétrique ($\sim 100 \mu m - 1 mm$) et millimétrique ($1 \sim 2 mm$ de longueur d'onde) est un véritable traceur de poussière froide (typiquement entre 10 et 30 K) puisque le pic de son émission de corps noir se trouve dans cette gamme. Or, et c'est ce qui explique la jeunesse de cette branche de l'astronomie, le domaine (sub)-millimétrique a deux limitations majeures : l'atmosphère, en grande partie opaque dans cette gamme spectrale, et la difficulté technologique de réaliser des détecteurs performants. Depuis une quinzaine d'années les progrès réalisés en technologie des semiconducteurs ainsi qu'en supraconductivité ont permis de poser les jalons d'une instrumentation (sub)-millimétrique prometteuse. Des projets ambitieux ont ainsi pu voir le jour, comme Herschel, futur observatoire spatial submillimétrique et l'un des projets majeurs de la communauté astrophysique mondiale pour les années à venir. Ce chapitre présente les principaux thèmes de recherche en astronomie (sub)-millimétrique, ainsi que les principaux instruments actuels et futurs de détection continuum.

1.1 Les Thématiques Scientifiques Principales

1.1.1 Les Débuts de l’Astronomie Infrarouge

L’astronomie instrumentale a débuté au début du 17^e siècle dans le domaine spectral visible avec Galilée et ses observations du ciel à l’aide de sa fameuse lunette. En 1800, William Herschel découvre que le spectre lumineux s’étend au-delà du rouge. Son expérience a consisté à produire un spectre d’un rayon solaire à l’aide d’un prisme, puis à mesurer la température associée à chaque couleur à l’aide d’un thermomètre noirci. Il s’aperçoit que toutes les couleurs du spectre produisent une élévation de température du thermomètre, mais c’est également le cas de la zone située au-delà du rouge. Il en déduit l’existence d’un rayonnement “thermique” invisible à nos yeux. Nous verrons par la suite que le principe de détection bolométrique n’est pas très éloigné de celui de cette expérience.

Les premières mesures astronomiques infrarouges ont réellement débuté en 1856, lorsque Charles Piazzi Smyth a effectué la mesure de la température de la Lune à l’aide de thermocouples. En répétant sa mesure à différentes altitudes, il a également montré que le rayonnement infrarouge venant de l’espace était absorbé par l’atmosphère. En 1915, William Coblentz a détecté le rayonnement infrarouge de Jupiter, Saturne et de quelques étoiles à l’aide de thermopiles (ensemble de thermocouples). Après la Seconde Guerre Mondiale, les premiers détecteurs utilisant l’effet photoélectrique ont fait leur apparition (PbS) et ont permis par la suite de réaliser les premiers grands relevés infrarouges. Ainsi en 1968, au Mont Wilson, on réalise un catalogue de 20 000 sources à $2.2 \mu m$ couvrant 75 % du ciel [Walker 00].

Les premiers bolomètres germanium refroidis à 4K ont été inventés à cette époque [Low 61] et ont permis d’entreprendre les premières observations à 35 et $350 \mu m$. La volonté de s’affranchir de l’écran opaque qu’est l’atmosphère a conduit aux premiers vols ballons stratosphériques grâce auxquels environ 120 sources à $100 \mu m$ proches du centre galactique ont été détectées (Goddard Institute of Space Sciences). Les premières observations extragalactiques infrarouges ont débuté dans les années 1970 et ont montré que la plupart des galaxies émettent une fraction très importante de leur énergie dans cette gamme spectrale [Kleinmann 70]. A partir de 1974 les instruments embarqués à bord de l’avion KAO (Kuiper Airborne Observatory) ont contribué à de nombreuses découvertes (anneaux d’Uranus en 1977, présence d’eau dans les atmosphères de Jupiter et Saturne

par la suite).

Dans les années 70, Guy Serra a calculé la température de la matière diffuse galactique responsable du rayonnement gamma observé par le satellite COSB. Il a ensuite cherché son émission dans le domaine submillimétrique et a découvert le fond diffus galactique (expérience bolométrique AGLAE).

Une étape importante en terme de seuil de détection a été franchie en 1983 avec le lancement du satellite IRAS [Neugebauer 84]. Ce télescope spatial (dont les préamplificateurs furent changés pour tenir compte des découvertes de G. Serra, *communication J.-M. Lamarre*) était équipé d'un plan focal de 62 photoconducteurs refroidis à 3K et sensibles au rayonnement compris entre 10 et 100 μm . Il a couvert 96% du ciel et a détecté 350 000 sources dont 20 000 galaxies.

En 1989, la NASA a lancé le satellite COBE [Boggess 92] dont les objectifs principaux étaient l'étude du spectre du rayonnement du corps noir cosmologique, ou CMB¹, dans le domaine millimétrique (découvert sous la forme d'un fond diffus en radio par A. Penzias et R. Wilson en 1965), ainsi qu'une étude approfondie du fond diffus infrarouge émis par les galaxies primordiales. COBE fut un réel succès puisque l'instrument FIRAS (interféromètre de Michelson à polarisation utilisant des bolomètres refroidis à 1.5K) a montré que le spectre du CMB correspondait à celui d'un corps noir quasi parfait à $2.726 \text{ K} \pm 0.002 \text{ K}$ (soit un rayonnement dont l'intensité maximum se trouve autour du mm). L'instrument DMR quant à lui (composé de 4 radiomètres différentiels) a montré pour la première fois la présence d'anisotropies dans la distribution du rayonnement cosmologique avec une précision de l'ordre de 0.001%, interprétées comme étant des fluctuations de densité primordiales qui ont donné naissance aux grandes structures actuelles. Notons qu'avant COBE, il n'existait qu'un point de mesure dans le millimétrique pour l'émission galactique, qui fut obtenu par l'expérience française EMILIE depuis le pôle sud (cf. [Pajot 86]).

L'étude des nombreuses données recueillies par ces deux satellites a confirmé l'importance du domaine allant de l'infrarouge au millimétrique pour l'astrophysique moderne et a incité les astronomes à construire des instruments encore plus performants en terme de sensibilité et de champ de vue. C'est ce qui a motivé la construction du satellite ISO, lancé en 1995 [Kessler 96]. ISO et ses quatre instruments (ISOCAM, une caméra composée de

¹pour Cosmic Microwave Background.

2 plans focaux de 1024 détecteurs Si :Ga, ISOPHOT, un photo-polarimètre et deux spectromètres, SWS et LWS) a réalisé environ 30 000 observations pendant deux ans et demi entre 2.5 et 240 μm . Il a permis entre autres de détecter la présence d'eau en absorption sous forme de glace ou de vapeur dans les atmosphères des planètes géantes, sur Titan et également en quantité très importante dans les nuages moléculaires comme Orion. L'eau est ainsi devenue un élément majeur dans l'étude de la chimie du milieu interstellaire et sa détection en quantité importante dans le voisinage d'étoiles jeunes a permis de mieux comprendre le bilan énergétique des premières phases d'effondrement stellaire.

L'autre point important dans les résultats obtenus par ISO a été la découverte de l'omniprésence de la poussière froide galactique et extra-galactique. Cet indicateur de formation stellaire a permis d'apporter de nouvelles informations sur l'histoire de l'Univers, que ce soit dans notre environnement proche (Ophiuchus) ou dans les galaxies plus lointaines (galaxies à flambée d'étoiles par exemple). La découverte de la poussière très froide ($\sim 12\text{K}$) dans la galaxie a été réalisée par le ballon PRONAOS, équipé d'un télescope de 2m de diamètre et qui fut l'un des précurseurs des futures missions spatiales Herschel et Planck (cf. [Ristorcelli 99], [Serra 02]).

Comme dans tous les domaines de la physique, les connaissances en astrophysique sont totalement dépendantes des développements instrumentaux et en particulier ceux des détecteurs. La partie infrarouge-millimétrique n'échappe pas à la règle et c'est seulement depuis une quinzaine d'années que ce domaine commence à être vraiment exploré. Cette branche de l'astrophysique a apporté de nombreuses découvertes majeures mais également de nouvelles questions qui ne pourront être résolues qu'avec une instrumentation de nouvelle génération. De futurs grands instruments au sol (ALMA et APEX au Chili, LMT au Mexique, ...) dans la stratosphère (SOFIA, expériences ballons) et dans l'espace (SIRTF, Herschel, Planck, JWST...) vont voir le jour dans les prochaines années afin d'apporter de nouvelles réponses à ces questions qui seront détaillées dans les paragraphes suivants. Cette thèse s'inscrit dans le développement de cette nouvelle instrumentation.

1.1.2 La Formation des Étoiles

A l'heure actuelle, les stades évolués des étoiles de type solaire ou plus massives sont relativement bien connus. Les stades précoces quant à eux soulèvent encore beaucoup de questions. Pourtant, il est nécessaire de faire progresser les connaissances dans ce domaine puisque la formation de notre propre Système Solaire ou la structure et l'évolution des

galaxies sont fortement liés à ces phases pré-stellaires. La compréhension des phénomènes physiques impliqués dans la formation des étoiles passe par des études détaillées dans le domaine (sub)millimétrique des nuages moléculaires, véritables pouponnières d'étoiles.

1.1.2.1 Le Scénario de la Formation des Étoiles

Les étoiles naissent par effondrement gravitationnel d'un cœur dense au sein d'un nuage moléculaire. Ces nuages, constitués de poussière et de gaz H_2 (et également de quelques fractions de molécules et d'ions comme CO ou CS par exemple) ont des tailles caractéristiques de l'ordre de quelques parsecs à quelques dizaines de parsecs pour les plus gros. Leur température est typiquement comprise entre 10 et 50 K et leur masse entre 10^3 et $10^6 M_\odot$. Les complexes géants, tels que Orion A et B situés à environ 450 pc du Soleil sont des sites actifs de formation stellaire et forment notamment des étoiles massives. Les complexes plus petits (rho Ophiuchus par exemple, situé à 160 pc du Soleil) ne forment que des étoiles de masse $\lesssim 2 M_\odot$. Ces régions de formation stellaire sont opaques au rayonnement visible (à cause de la grande densité de poussière). Néanmoins, dans le domaine infrarouge lointain - millimétrique, on peut détecter leur émission de corps noir. La détection continuum des nuages moléculaires dans cette gamme spectrale est donc un moyen d'étude tout à fait adapté (associé aux techniques hétérodynes pour la détection des différentes raies moléculaires).

Les grandes lignes de la formation d'une étoile de masse intermédiaire ont été décrites dans les années 70 (voir par exemple [Shu 77]). Le nuage moléculaire qui était stable gravitationnellement se fragmente en plusieurs cœurs denses. L'origine du déclenchement de ces fragmentations n'est pas clairement établie mais est probablement liée à trois facteurs : la diffusion ambipolaire (les particules ionisées sont soutenues par le champ magnétique, alors que les particules neutres diffusent au travers), la turbulence, et / ou une impulsion extérieure. Plusieurs séries de fragmentation se succèdent, donnant des cœurs de plus en plus petits, jusqu'à l'arrêt du processus.

Pendant son évolution, le cœur peut devenir instable d'un point de vue gravitationnel et commencer à s'effondrer sur lui-même. Ce processus est isotherme, l'énergie provenant de la compression est évacuée par rayonnement. L'effondrement se termine lorsque la densité atteint une certaine valeur ($n_{H_2} \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ [André 01]). Le cœur dense devient ensuite opaque au rayonnement, l'évolution est adiabatique et la température s'élève jusqu'au seuil de dissociation de H_2 . Ce cœur s'effondre à nouveau en un temps très court pour

former un embryon stellaire (taille de l'ordre du Soleil) entouré d'une enveloppe. C'est le début du stade dit protostellaire. La masse de la partie centrale croît avec le temps par accréation de la matière de l'enveloppe (celle-ci prend progressivement la forme d'un disque d'accréation de manière à conserver le moment cinétique initial). A la fin de la phase d'accréation, la protoétoile a pratiquement acquis toute sa masse finale. Lorsque la température interne est suffisante, les réactions de fusion de l'hydrogène se déclenchent, ce qui place l'étoile au début de la séquence principale.

Les principales questions dans ce scénario de formation d'étoile concernent :

- **les différents modèles d'effondrement des nuages.** Le modèle standard [Shu 77] propose un effondrement spontané d'une sphère singulière isotherme. D'autres modèles plus récents, basés sur des simulations hydrodynamiques, affirment que l'hypothèse de départ du modèle de Shu est improbable et proposent des solutions faisant intervenir notamment des perturbations extérieures ou la non-uniformité en température.
- **l'origine de la masse des étoiles.** Ce point est primordial dans la compréhension globale de l'évolution stellaire puisqu'il s'agit de déterminer le moment où la future étoile acquiert sa masse finale et quels paramètres définissent cette masse (type de nuage, origine de la fragmentation,...). L'idée est donc de comparer les distributions de masse d'objets pré-stellaires à celles d'étoiles jeunes plus évoluées.
- **la formation des étoiles en systèmes binaires ou multiples.** La grande majorité des étoiles naissent dans des systèmes multiples. Pourtant les mécanismes de fragmentation utilisés pour expliquer la naissance d'une étoile isolée expliquent mal ce cas.
- **le scénario de formation des étoiles massives ($M \geq 8 M_{\odot}$).** Leur formation est encore moins bien comprise que dans le cas des étoiles de masse intermédiaire. Deux hypothèses existent : formation par effondrement et accréation, comme dans le cas cité plus haut, ou bien par collisions et coalescence de proto-étoiles de masses intermédiaires. Leur étude est difficile du fait de leur rareté : pour un nuage moléculaire géant typique, tel que Orion par exemple, seuls 3 objets précurseurs d'étoiles massives sont attendus (communication interne P. André). Pour faire une étude détaillée de ces objets, il faut donc sonder de grands volumes galactiques, sans se limiter au voisinage Solaire.

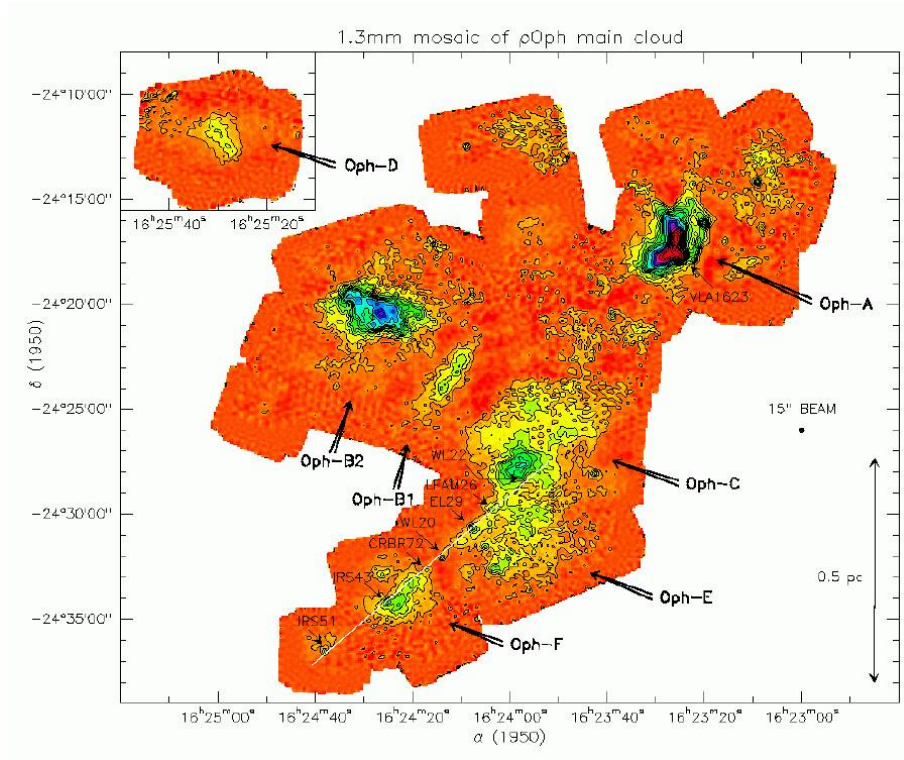


FIG. 1.1 – Mosaique du nuage moléculaire principal de rho Ophiuchus, région de formation d'étoiles, à l'aide de la caméra MAMBO à 1,3mm. Les contours vont de 5 à 280 MJy/sr, le niveau de bruit rms moyen est de 1.2 MJy/sr.

1.1.2.2 Les Observations

Les régions de formation d'étoiles ont commencé à être étudiées en détail depuis seulement une dizaine d'années dans le domaine (sub)-millimétrique à l'aide d'une nouvelle génération d'instrumentation (voir par la suite). Seule une trentaine de proto-étoiles de "Classe 0" (tout premier stade de la phase d'accrétion) ont été identifiées à moins de 500 pc du Soleil. La durée de vie de ces objets jeunes étant relativement courte ($\sim 10^4 - 10^5$ ans soit environ 2 ordres de grandeur plus courte que celle des étoiles pré-séquence principale), leur étude est d'autant plus difficile. Ainsi, pour mener à bien des études statistiques sur ces objets pré-stellaires, il est nécessaire de réaliser de grands relevés des zones de formation d'étoiles. Les cartes en émission dans le (sub)-millimétrique ont la propriété remarquable de sonder simultanément des objets enfouis dans le nuage étudié à différents stades de leur évolution : condensations pré-stellaires, proto-étoiles en accrétion, enveloppes circumstellaires et disques. Un exemple d'une telle carte est présenté sur la figure 1.1. Cette carte de

~ 480 arcmin² du nuage principal de ρ Ophiuchus, a été réalisée à l’aide de la caméra de bolomètres MAMBO sur le télescope de 30m de l’IRAM [Motte 98]. C’est une mosaïque de plusieurs pointés (50) d’environ 10 arcmin² chacun réalisé lors de campagnes d’observations de quelques jours lors des hivers 95 à 97 sous de bonnes conditions atmosphériques et en utilisant le mode d’observation “On-The-Fly”. La procédure d’étalonnage a utilisé Uranus comme source primaire et IRAS 16293-2422 situé dans ρ Oph comme source secondaire (d’intensité = 5.3 Jy par *beam* du télescope, voir note bas de page²). Les données ont été réduites en utilisant un algorithme basé sur l’analyse par ondelettes. 100 sources millimétriques ont été identifiées, soit 59 objets pré-stellaires non détectés par les relevés ISOCAM en infrarouge moyen et 41 disques ou enveloppes circumstellaires autour d’étoiles jeunes. La distribution en masse des proto-étoiles de ce nuage a ensuite été comparée à celle de 120 étoiles jeunes de type T Tauri obtenue lors de précédents relevés à 7 et 15 μ m par ISOCAM (voir la figure 1.2).

Les résultats montrent que la forme de l’IMF des condensations pré-stellaires est parfaitement semblable à celle des étoiles et également à celle des étoiles jeunes. Ce résultat suggère que ces cœurs denses sont directement reliés aux futures étoiles, leur masse finale étant déjà acquise au stade pré-stellaire. Cela montre que les mécanismes physiques qui déclenchent la fragmentation sont essentiels dans la détermination de la masse de la future étoile. Afin d’améliorer la statistique sur le nombre de cœurs denses ou encore de déterminer l’influence du type de nuage sur les phases précoces, il est nécessaire de réaliser ce même type de relevé dans d’autres régions de notre galaxie. Ce sera l’un des objectifs principaux du futur observatoire spatial européen submillimétrique Herschel, ainsi que des futurs grands instruments millimétriques à grand champ de vue basés au sol.

Lorsqu’une grande population de condensations pré-stellaires aura été détectée, leur étude individuelle permettra d’étudier en détail l’influence des paramètres extérieurs sur leur évolution. En particulier, il est possible d’étudier le profil de densité et de température d’un certain objet par l’émission continuum dans le (sub)-millimétrique des poussières. L’exemple de la figure 1.3 concerne des sources de la région de ρ Oph et montre, pour la source Oph-B2, que le profil radial de densité est différent du cas de la sphère isotherme singulière décrite dans le modèle de Shu ($\rho \propto r^{-2}$). Cela suggère un effondrement plus dynamique, probablement induit par les perturbations produites par les jeunes étoiles

²1 Jansky (Jy) = 10^{-26} W m⁻² Hz⁻¹. Un *beam* ou lobe primaire est un faisceau correspondant à la largeur à mi-hauteur du pic de diffraction du télescope. Il est souvent modélisé par un faisceau gaussien.

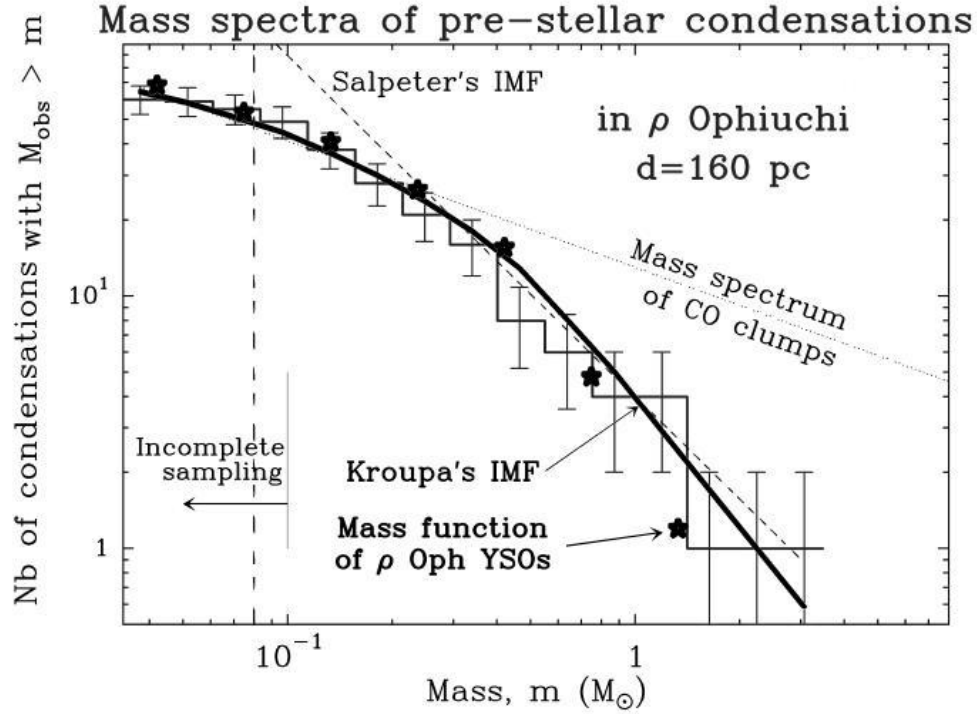


FIG. 1.2 – Distribution des masses cumulées des condensations pré-stellaires dans ρ Oph d'après [Motte 98]. Les points représentés par les étoiles sont issus d'un relevé IR-moyen de cette région avec ISOCAM. La courbe en trait plein correspond à l'IMF d'une population d'étoiles de champ

voisines. Ce type de mesure doit également permettre de contraindre les modèles qui prédisent différentes températures au centre des cœurs denses. Le futur interféromètre (sub)-millimétrique ALMA devrait permettre d'étudier efficacement de telles condensations individuelles à travers toute la Galaxie. Il existe d'autres approches pour contraindre les conditions initiales d'effondrement, comme les mesures de profils de vitesse des cœurs denses (voir par exemple [Belloche 02]). L'étude des raies de certains gaz permet de tracer le profil en rotation et en effondrement des structures. Là encore le modèle de Shu n'explique pas complètement les résultats obtenus.

1.1.3 Étude des Galaxies

Les galaxies sont les structures de base de l'Univers, néanmoins leur formation et leur évolution dans le temps restent également très mal connues. Il s'agit pourtant de thématiques très importantes pour l'astrophysique et la cosmologie. L'intérêt du domaine

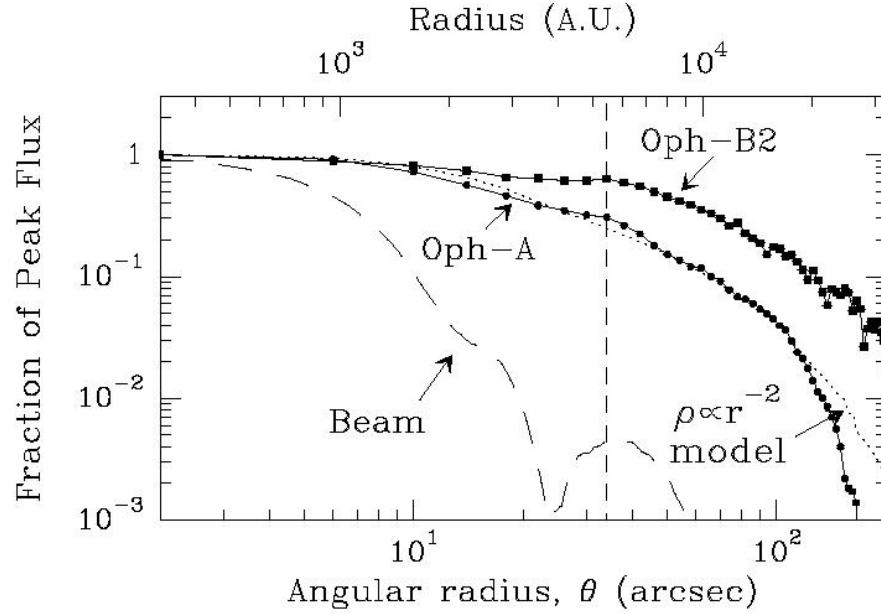


FIG. 1.3 – Profil de densité radiale de cœurs denses sélectionnés dans la région de ρ Oph. Le profil du beam du télescope est en tirets. D’après [Motte 98].

(sub)-millimétrique pour cette étude est relativement récent et fait suite aux observations réalisées d’abord par le satellite IRAS qui a détecté de nombreuses galaxies à flambée d’étoiles de très forte luminosité en infrarouge dans notre univers proche ($z \approx 5$), puis par COBE qui a découvert un fond diffus infrarouge composé de galaxies lointaines non résolues. Les nouveaux moyens d’observation dans ce domaine spectral vont compléter les données existantes dans d’autres domaines de longueurs d’onde et permettre d’obtenir une connaissance globale des propriétés des galaxies de notre Univers local jusqu’à l’Univers lointain. Le scénario global de la formation et de l’évolution des galaxies devrait de cette façon être fortement amélioré.

1.1.3.1 Les Galaxies à Grand Redshift

La connaissance de l’époque de la formation de la première génération de galaxies, ainsi que leur évolution est un point important dans la cosmologie actuelle. Il existe deux scénarios de formation des galaxies : le modèle de type “monolithique”, dans lequel les galaxies naissent par effondrement de gigantesques structures gazeuses et évoluent ensuite très peu dans le temps, et un modèle dit hiérarchique, plus récent, qui fait intervenir

de nombreuses fusions et collisions de galaxies au cours de l'évolution. Ces modèles sont fortement dépendants des paramètres cosmologiques. Pour trancher entre ces deux voies les astronomes ont cherché à observer les galaxies à différentes époques de l'Univers pour ainsi déterminer leurs propriétés et leur répartition dans le temps. Ces études ont d'abord été menées en UV, en optique et en infrarouge proche, notamment grâce au télescope spatial et à l'observation du célèbre Hubble Deep Field ou "HDF" [Williams 96]. Ce relevé profond a permis de découvrir des galaxies jusqu'à $z \approx 5$ et montré que l'Univers lointain est très probablement dominé par des galaxies de tailles plus modestes que celles de l'Univers local, accréditant le scénario de formation de type hiérarchique.

Dans les années 80, le satellite IRAS (10 - 100 μm) permet de découvrir une population importante de galaxies qui émettent une grande partie de leur énergie dans l'infrarouge. Certaines de ces galaxies émettent même l'essentiel de leur énergie au delà de 60 μm , il s'agit des galaxies de type starburst, "LIRG" ou "ULIRG"³. Ces sources, situées dans l'Univers relativement proche, sont en fait le siège d'intenses formations d'étoiles au sein de nuages moléculaires géants. L'émission infrarouge qui pique vers 100 μm correspond au rayonnement de la poussière présente dans ces nuages denses.

Le satellite COBE, à l'aide de l'instrument FIRAS permet par la suite de montrer l'existence d'un fond diffus infrarouge ([Puget 96]). Les données ont montré que dans ce fond il y a pratiquement deux fois plus d'énergie émise dans le domaine infrarouge que dans le domaine visible. Ce rayonnement, isotrope, a très vite été considéré comme provenant de la poussière des galaxies infrarouges primordiales. Deux mécanismes peuvent expliquer cet "excès" infrarouge : une très intense formation d'étoiles dans l'Univers lointain et/ou le rayonnement de la poussière autour de noyaux actifs de galaxies.

Pourtant, dans le domaine optique, le nombre de sources lointaines détectées (notamment grâce au HDF) n'est pas compatible avec les estimations tirées des données du fond diffus malgré le fait qu'en optique la sensibilité est souvent meilleure que le seuil de détection. L'hypothèse principale pouvant lever cette ambiguïté est le fait que l'opacité due à la poussière est très difficile à estimer. Le domaine (sub)-millimétrique apparaît quant à lui tout à fait approprié pour la détection des toutes premières générations de galaxies.

Afin de préparer les observations, de nombreux modèles ont vu le jour pour tenter

³galaxies starburst : galaxies à flambée d'étoiles, LIG : Luminous InfraRed Galaxy, ULIRG : Ultra Luminous InfraRed Galaxy.

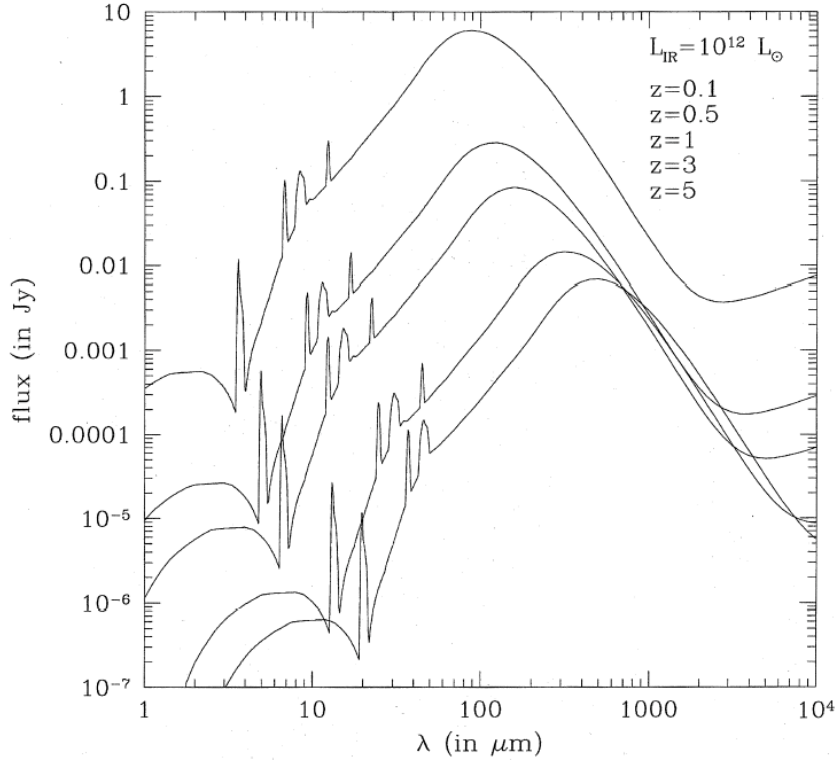


FIG. 1.4 – Modèles de distributions spectrales d'énergie de galaxies starburst en fonction de leur redshift dans la gamme infrarouge - millimétrique [Guiderdoni 98]

de prédire le comportement et l'émission des galaxies détectées dans le domaine infrarouge lointain - millimétrique. En particulier, l'approche semi-analytique de Guiderdoni [Guiderdoni 98] permet d'obtenir la distribution spectrale en énergie (SED) des galaxies en fonction du redshift, à partir de la modélisation de l'émission de la poussière, du taux de formation d'étoiles et de leur évolution ainsi que de l'absorption du rayonnement UV des étoiles jeunes par la poussière. La figure 1.4 présente les résultats d'un tel modèle et montre que les galaxies de type starburst situées dans l'Univers local ont un pic d'émission vers $100 \mu\text{m}$. Ce pic se trouve décalé vers $500 \mu\text{m}$ pour $z=5$.

Le modèle montre également que grâce à la forme particulière du spectre vers les grandes longueurs d'onde, l'intensité du flux des galaxies entre $500 \mu\text{m}$ et 1 mm dépend vraiment peu du redshift. De plus, pour des redshifts au-delà de 10, ces galaxies sont plus brillantes dans le millimétrique que dans d'autres domaines (voir la figure 1.5). Un relevé profond et complet des galaxies de $z=1$ à $z=10$ peut donc être envisagé grâce à des observations à une longueur d'onde donnée dans la gamme (sub)-millimétrique. Leur redshift

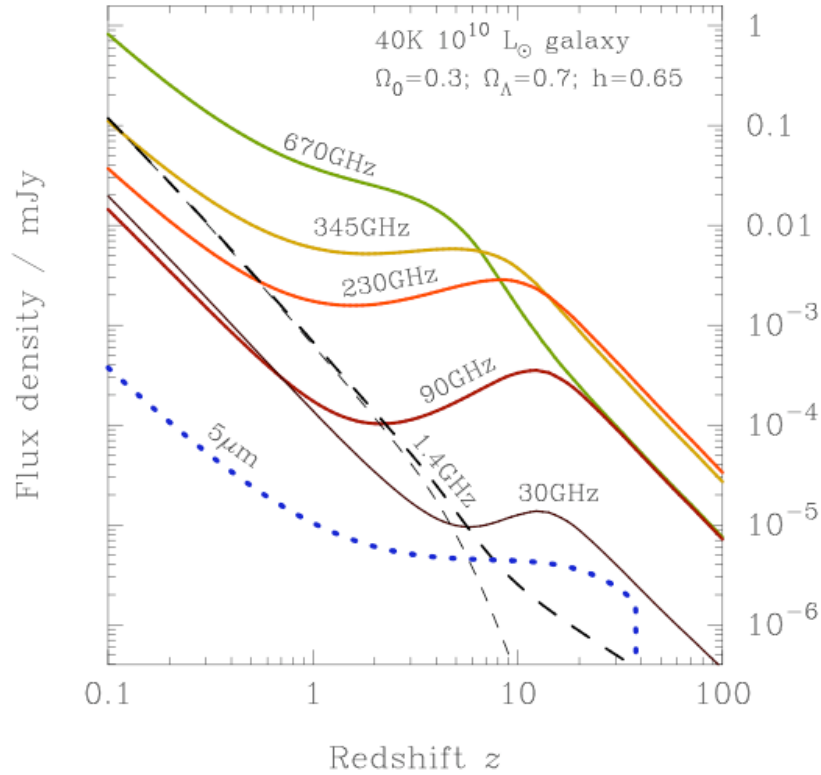


FIG. 1.5 – Relations flux des galaxies / redshift à différentes fréquences. Au-delà de $z=10$, les bandes millimétriques (345 et 230 GHz) semblent plus adaptées que les autres longueurs d'onde pour la détection des galaxies lointaines. Il faut noter que le modèle qui a permis de réaliser cette figure fait l'hypothèse que la poussière est toujours présente même à grand redshift (d'après [Blain 02]).

est ensuite déterminé par d'autres moyens. La méthode du redshift spectroscopique en optique par exemple utilise la mesure du décalage de certaines raies d'émission par rapport au spectre de référence d'une galaxie proche. La méthode du redshift photométrique consiste à mesurer la SED sur la gamme radio - submillimétrique et à la comparer à des fits de SED de galaxies proches.

En 1997, grâce à SCUBA, la première véritable caméra submillimétrique installée sur le JCMT (voir à la fin de ce chapitre), une population de galaxies submillimétriques (à $850 \mu\text{m}$) a été trouvée (figure 1.6). Pour la première fois, les sources constituant le fond diffus infrarouge ont commencé à être résolues. Pour l'instant environ 100 galaxies submillimétriques ont été détectées, et ont permis de faire des estimations de la température des poussières, de la masse et de la distribution de ces objets ([Hughes 98], [Blain 02],

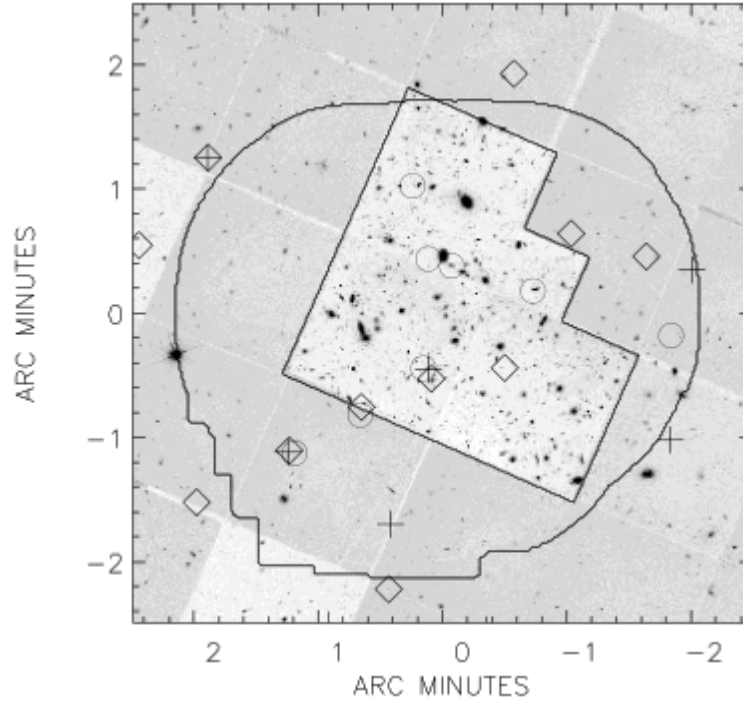


FIG. 1.6 – Mosaïque du Hubble Deep Field Nord réalisée par le HST. D'autres données sont superposées : (o) sources SCUBA, 8 sources d'intensité supérieure à 1 mJy ont été détectées à $850\ \mu\text{m}$, (◊) sources VLA en radio, (+) sources Chandra en X. Il n'existe pas de corrélation évidente entre les sources submillimétriques et celles détectées à d'autres longueurs d'onde. D'après [Serjeant 03].

[Serjeant 03]). Mais du fait de la trop grande différence de résolution angulaire entre optique et submillimétrique, seulement quelques galaxies ont pu être associées à leur contrepartie optique. Il s'agit donc du début de cette étude, des observations de plus grande envergure sont nécessaires, notamment pour déterminer avec précision les redshifts des objets détectés et leur nature réelle (galaxies à très grand taux de formation d'étoiles ou noyaux actifs de galaxies entourés de poussière). L'intérêt du développement d'instruments (sub)-millimétriques à haute résolution angulaire est également tout à fait justifié.

La connaissance du redshift est également importante pour la détermination du pic de formation d'étoiles dans l'histoire de l'Univers. Actuellement, il existe une différence notable sur ce point entre les observations en optique et celles réalisées à beaucoup plus grande longueur d'onde. Les données optiques indiquent un pic de formation à $z \approx 1.5$ d'après le HDF alors que les données SCUBA et MAMBO suggèrent que le taux de formation d'étoiles continue d'augmenter au-delà de $z=3$, dans l'hypothèse que le fond infrarouge

est dominé par la formation d'étoiles et non par les noyaux actifs de galaxies [Menten 00].

Des groupes ont également commencé l'étude de quasars (d'abord observés en optique) dans le millimétrique afin d'étudier la relation entre formation d'étoiles et formation de trous noirs massifs (voir par exemple [Omont 03]).

A cause de la faible quantité de sources détectées jusqu'à maintenant, plusieurs questions concernant l'astronomie extragalactique submillimétrique restent encore à élucider. Ainsi, la nature des sources submillimétriques les plus brillantes n'est pas clairement établie : galaxies à très fort taux de formation d'étoiles ou AGN⁴ ? Quelle est la répartition à grande échelle de ces galaxies lointaines ? L'étude des amas en (sub)-millimétrique peut permettre de tester les différents modèles cosmologiques de formation des grandes structures. Pour continuer l'étude des galaxies submillimétriques débutée par SCUBA et MAMBO, une nouvelle génération d'instruments est nécessaire, instruments qui chercheront à optimiser la résolution angulaire (à l'aide par exemple du futur grand interféromètre ALMA), la sensibilité ainsi que le champ de vue.

1.1.3.2 L'Étude des Galaxies Proches

L'arrivée des premiers instruments submillimétriques à également permis de contribuer à l'étude du milieu interstellaire dans les galaxies relativement proche en complément des autres longueurs d'onde. Ce point est important pour l'étude de la dynamique et de l'évolution générale des galaxies elles-mêmes, mais également pour l'étude de la formation d'étoiles en leur sein dans des conditions variées. Comme pour notre galaxie, le domaine submillimétrique permet de mesurer différentes caractéristiques des nuages moléculaires extragalactiques telles que leur taille, leur température, leur emplacement dans la galaxie ou encore l'émissivité de la poussière. Ces paramètres n'ont pu être déterminés avec précision lors de précédentes observations avec IRAS ou ISO du fait de leur trop faible résolution angulaire. La figure 1.7 est un exemple d'observation d'une galaxie spirale en optique et à 850 μm avec SCUBA. Les travaux actuels tentent notamment de déterminer la répartition de la poussière dans et entre les bras spiraux de façon à observer les zones de compression où peuvent se déclencher d'intenses formations stellaires ([Alton 02]). La mesure de l'asymétrie de distribution de la poussière sur l'ensemble d'une galaxie est également un moyen de remonter aux scénarios de formation de ces structures.

⁴AGN : Active Galactic Nuclei ou noyau actif de galaxie.

Un autre exemple de sujet concerne l'étude des galaxies en interaction telle les célèbres galaxies des antennes (voir figure 1.8). Les observations optiques ont d'abord montré que les zones d'interaction sont très obscurcies à cause de la forte concentration de poussière. Ces zones sont donc très probablement le théâtre d'intenses formations d'étoiles. Cela a été confirmé d'abord par ISO qui a mesuré à $15\ \mu\text{m}$ que plus de la moitié de l'émission infrarouge de ce complexe provenait de cette zone d'interaction [Vigroux 96]. Ces résultats ont été confirmés par les données SCUBA (figure 1.8b).

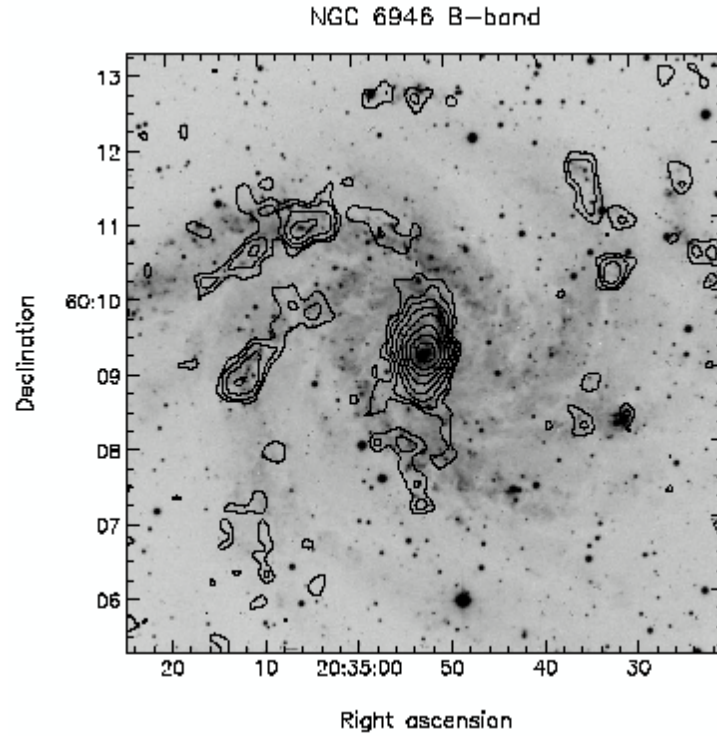


FIG. 1.7 – Galaxie spirale NGC 6946 vue en bande B avec superposition des contours à $850\ \mu\text{m}$ obtenus avec SCUBA (d'après [Alton 02]).

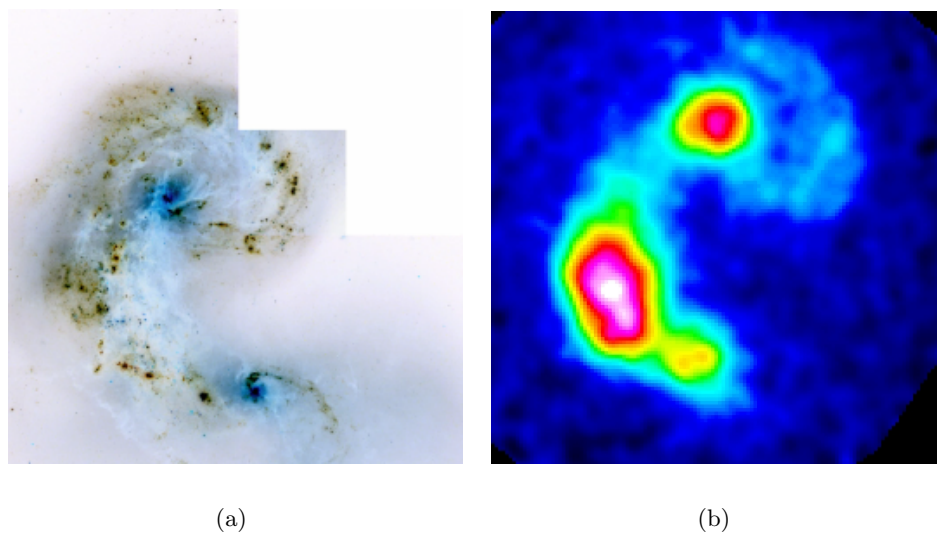


FIG. 1.8 – Galaxies des antennes (NGC 4038-4039) (a) en visible par le HST, (b) à 850 μm par SCUBA d'après P. van der Werf.

1.1.4 Le Corps Noir Cosmologique

1.1.4.1 Les Fondements

Prédit en 1946 par Gamow, le rayonnement fossile a été détecté fortuitement en 1965 par Penzias et Wilson des laboratoires Bell. Travaillant sur la communication par satellite à l'aide d'une antenne radio, ils ont détecté un signal "parasite" provenant de toutes les directions du ciel et qui correspondait au rayonnement d'un corps noir à environ 10K. Le lien avec les conclusions de Gamow fut établi et ce signal apparut comme une preuve observationnelle majeure de la théorie du BigBang⁵. Selon ce modèle standard, l'Univers des premiers instants était extrêmement chaud et dense, ce qui impliquait que les photons émis étaient presque instantanément absorbés par la matière (les électrons) : l'Univers était opaque. Son expansion prédite par les équations de la relativité générale d'Einstein implique qu'à une certaine époque, environ 300 000 ans après le BigBang, ces photons ont pu se propager librement dans l'espace. Les photons du CMB ont gardé la trace du découplage avec la matière (qui était d'une température de l'ordre de 3000K) et ont voyagé jusqu'à notre époque et nos détecteurs. Comme l'univers s'est dilaté avec le temps, la longueur d'onde de ce rayonnement a changé pour être actuellement dans la gamme millimétrique. Il correspond à l'émission d'un corps noir quasi parfait à 2.726 K (voir la figure 1.9).

1.1.4.2 L'Étude des Anisotropies

L'expérience DMR sur le satellite COBE a montré qu'en fait cette distribution angulaire du fond diffus était anisotrope à l'échelle d'une part pour 100 000. Ces anisotropies sont les reliques des fluctuations de densité primordiales, et reflètent donc l'Univers à l'époque du découplage matière/rayonnement. Sont-elles également les embryons des structures de l'Univers que l'on observe actuellement ? L'étude de leur spectre angulaire permet de contraindre très fortement les divers paramètres cosmologiques [White 94]. Plusieurs expériences récentes ont effectué des mesures remarquables à différentes résolutions angulaires (voir figure 1.10).

La conclusion majeure issue de ces mesures récentes des anisotropies réalisées par le satellite américain WMAP ([Kogut 03]), est que notre univers est plat et en expansion

⁵Une autre preuve observationnelle étant celle de la mesure de la constante de Hubble qui met en évidence l'éloignement des galaxies par rapport à un observateur quelconque.

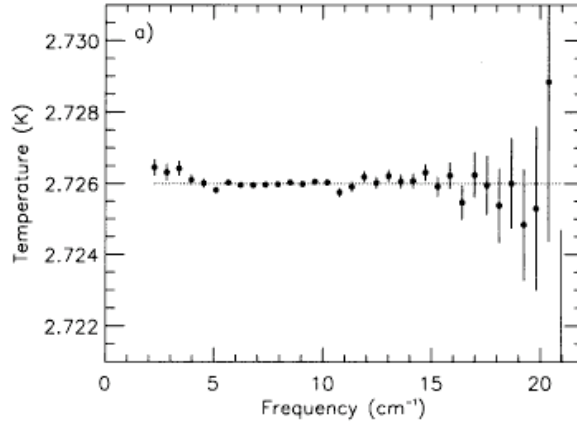


FIG. 1.9 – Différences entre les mesures de Cobe Firas et un corps noir théorique, d'après [Mather 94].

(son contenu est dominé à 73% par l'énergie du vide). Ces résultats contraignent également d'autres paramètres tels que l'âge de l'Univers notamment ($13.7 \pm 0.2 \cdot 10^9$ années).

Le projet Planck, satellite de l'ESA qui sera lancé en 2007, prévoit de mesurer les anisotropies avec une précision angulaire limitée par la confusion, soit de l'ordre de quelques minutes d'arc et permettra d'atteindre les précisions ultimes sur les différents paramètres cosmologiques.

1.1.4.3 Les Autres Thèmes Liés à l'Étude du CMB

L'effet SZ

Les photons du CMB peuvent permettre l'étude des structures gravitationnellement liées les plus massives de l'Univers, les amas de galaxies, grâce à l'effet Sunyaev-Zel'dovich [Sunyaev 70]. Un plasma d'électrons chauds entoure les amas et communique une fraction de leur énergie aux photons du CMB (effet Compton inverse). Il en résulte une distorsion du spectre du CMB dans le millimétrique (voir figure 1.11).

La position du zéro de la distorsion (vers 1,4 mm) permet d'obtenir des informations physiques sur l'amas (température, vitesse) ainsi que des informations d'ordre cosmologique lorsque les données sont combinées avec des observations en X. La figure 1.11 montre qu'il est nécessaire d'avoir des résultats d'observations entre $800 \mu\text{m}$ et quelques millimètres de longueur d'onde pour contraindre la position du zéro. La prochaine étape

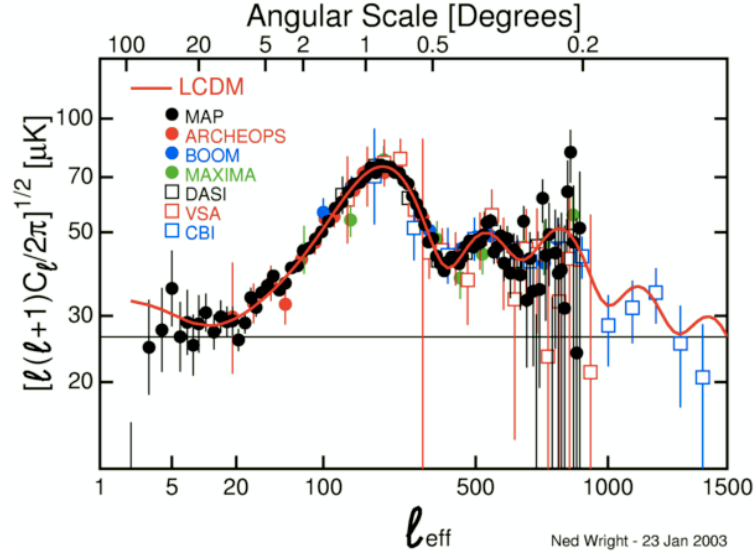


FIG. 1.10 – Mesures des anisotropies du CMB par diverses expériences, d’après [Wright 03].

dans ce domaine est la réalisation de relevés profonds d’amas. Pour cela la détection bolométrique depuis les bandes atmosphériques à 1,3 et 2 mm (voir plus loin dans ce chapitre) paraît la plus prometteuse (voir par exemple l’instrument Diabolo [Benoit 00]). La conception de l’instrument devra chercher à optimiser la couverture du plan focal, la résolution angulaire et bien-entendu la sensibilité.

La polarisation du CMB

La théorie du modèle standard prévoit également qu’une partie du rayonnement du CMB est polarisée suite à la diffusion Thomson sur les électrons juste avant leur recombinaison avec les protons. Plus faible encore que le signal caractéristique des anisotropies, le signal polarisé doit permettre d’avoir accès aux paramètres cosmologiques avec une plus grande précision. La polarisation du CMB commence actuellement à être détectée (voir [Kogut 03]) mais nécessite encore énormément de travail, notamment pour déterminer la contribution des avant-plans. Plusieurs instruments sont en préparation (Maxipol, Boomerang en “version polarisée”, PolarBear, Planck, Elisa-Pol) et vont utiliser pour la plupart de grandes matrices de bolomètres millimétriques.

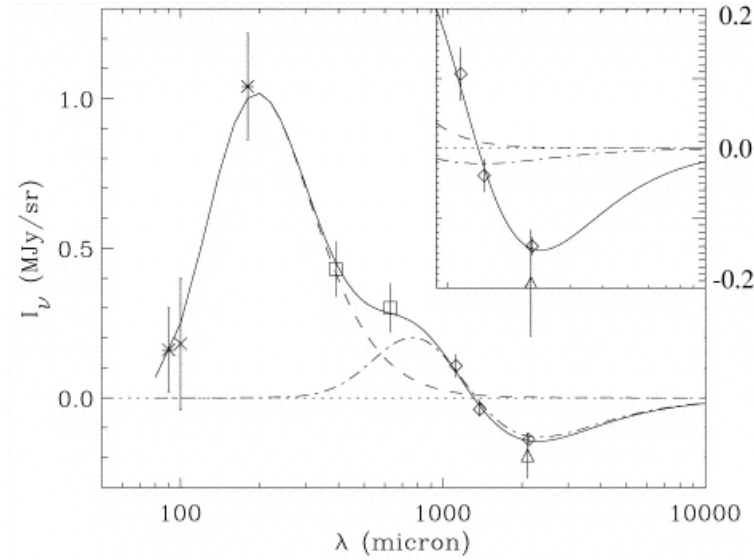


FIG. 1.11 – Spectre SZ de l’amas Abell 2163 dans le (sub)millimétrique d’après [Lamarre 98]. Le pic aux courtes longueurs d’onde correspond à l’émission en avant plan de la poussière de notre galaxie. Légende : Isophot (*), Iras (×), Pronaos (□), Suzie (◇), Diabolo (△).

1.1.5 Autres Sujets d’Intérêt

L’étude de la formation des étoiles et des galaxies est la motivation principale des futurs grands projets submillimétriques tels que Herschel ou ALMA par exemple. Mais la fenêtre (sub)-millimétrique étant une branche relativement nouvelle de l’astronomie contemporaine, tous les domaines peuvent également bénéficier des nouveaux développements instrumentaux.

- **Étude du système solaire** : Le domaine infrarouge lointain - millimétrique est d’un intérêt certain pour l’étude des très nombreuses molécules présentes dans les corps du système solaire (raies rotationnelles). L’observation en continuum permet quant à elle d’étudier l’émission des corps froids. Ainsi par exemple, SCUBA a été utilisé pour observer la comète Hale-Bopp à $850\ \mu\text{m}$ par D. Jewitt ([Jewitt 99]) et MAMBO a servi à observer sur de longues périodes la comète LINEAR ([Altenhoff 02]). Ces travaux ont permis de mesurer l’émission thermique de particules solides dans les chevelures des comètes. A partir de ces observations, on peut en déduire la masse totale de l’objet, le taux de production de poussière et la taille des particules.
- **Étude des disques proto-planétaires** : Contrairement aux domaines optique

et infrarouge proche, le (sub)-millimétrique permet d'observer un disque proto-planétaire sans être perturbé par la lumière de l'étoile jeune centrale. Les observations de W. Holland ([Holland 98]) ont montré que l'imagerie de tels objets à $850\ \mu\text{m}$ peut renseigner sur la masse totale de poussière en orbite autour de l'étoile ainsi que sur la structure et donc l'âge du disque.

- **Étude des restes de supernovae** : IRAS a été le premier à montrer la prédominance de la poussière dans l'Univers en général. Plusieurs sources de création de poussières ont été étudiées, comme le vent stellaire ou encore les explosions de supernovae. Ce dernier type de mécanisme a été récemment étudié en submillimétrique par [Dunne 03] pour le reste de supernova Cassiopé A. Pour la première fois, une quantité importante de poussière froide a été détectée dans un reste : $2\text{-}4\ M_{\odot}$ à $\sim 18\text{K}$ soit une quantité environ 1000 fois plus grande que les précédentes estimations. Si de nouvelles observations confirment ces résultats, les supernovae de type II apparaîtraient ainsi comme une source essentielle de production de poussière dans l'Univers.

1.2 Les Limitations Dues à l'Atmosphère Terrestre

Observer le ciel dans le domaine (sub)-millimétrique revient, de façon caricaturale, à essayer de détecter une source de quelques fractions de picoWatt⁶ à travers un écran opaque, brillant et turbulent, à l'aide d'un télescope lumineux...

Ce paragraphe décrit les différentes contraintes de l'atmosphère qui sont imposées aux observations avec des télescopes au sol dans ce domaine spectral et les moyens de s'en affranchir.

1.2.1 Caractéristiques de l'Atmosphère entre $100\ \mu\text{m}$ et $2\ \text{mm}$

La Transmission Atmosphérique

Dans le (sub)-millimétrique, contrairement aux domaines optique et radio, l'atmosphère terrestre est pratiquement opaque au rayonnement. Cette absorption est causée par les transitions moléculaires de type rotationnelles des molécules de vapeur d'eau présentes dans les couches inférieures de l'atmosphère à environ 2 km d'altitude (il existe dans une moindre mesure une absorption par l'oxygène et l'ozone). Le meilleur moyen de s'en affranchir est bien-entendu de réaliser les observations depuis l'espace. Mais il existe néanmoins

⁶1 picoWatt (pW) = 10^{-12} W.

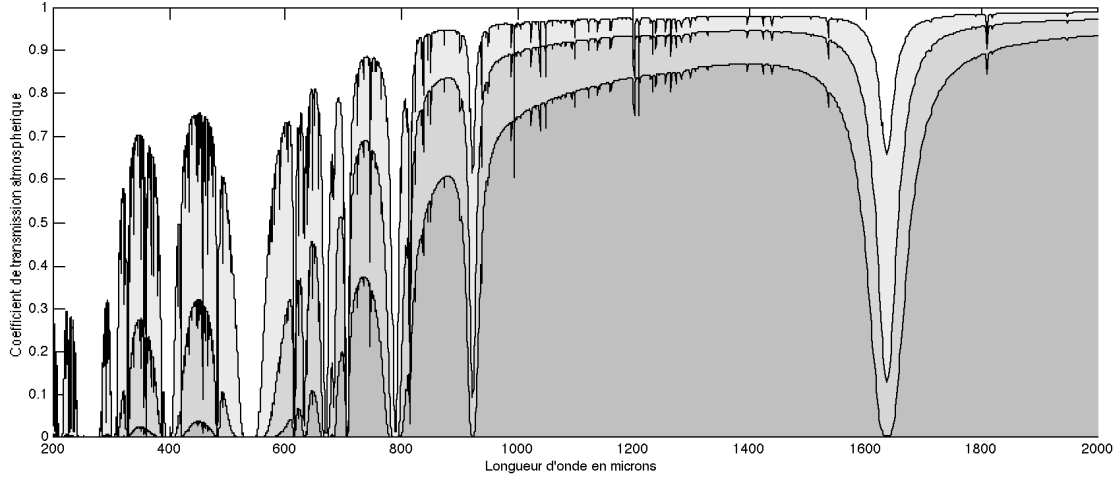


FIG. 1.12 – Simulation de transmissions atmosphériques zénithales au sommet du Mauna-Kea pour 0.2 mm, 1 mm et 3 mm de vapeur d'eau précipitable (respectivement gris clair, gris et gris foncé). Les fenêtres atmosphériques de 300 à 800 μm sont très dépendantes de la quantité de vapeur d'eau et ne sont donc disponibles que sur de très rares sites. Données issues du site internet du [CSO].

des fenêtres de transmission entre 300 μm et quelques millimètres de longueur d'onde qui sont accessibles depuis le sol (350, 450, 850 μm puis 1.3, 2 et 3 mm, voir la figure 1.12).

La transmission atmosphérique est fortement dépendante de la quantité de vapeur d'eau, spécialement pour les bandes spectrales à 350 et 450 μm qui ne sont exploitables que pour des valeurs typiques de 1mm de vapeur d'eau précipitable (soit $\sim 30\%$ du temps à Mauna Kea par exemple). Pour les bandes au-delà de 850 μm (et donc celle à 1,3 mm qui nous intéresse plus spécifiquement), les observations astrophysiques sont envisageables sur des sites en altitude qui présentent des propriétés remarquables concernant leur faible taux d'humidité (à 1,3 mm, la transmission est de l'ordre de 90% pour 1mm de vapeur d'eau). Les principaux sites sur lesquels sont installés des équipements d'astronomie (sub)-millimétrique sont le Pico Veleta en Espagne (2850 m) où est installé le télescope de l'IRAM, Mauna Kea à Hawaï (4200 m), le désert d'Atacama au Chili (5200 m) ou encore le plateau antarctique (3000 m).

Le coefficient de transmission atmosphérique est défini à partir des relations de transfert de rayonnement à travers l'atmosphère par :

$$t = e^{-\tau_{\lambda} A} \quad (1.1)$$

où τ_λ est l'opacité atmosphérique au zénith (dépendant de la longueur d'onde) et A est l'*airmass*⁷ et el l'élévation. Par exemple, au Pico Veleta, une valeur de $\tau = 0.1$ correspondant à 2mm d'eau précipitable indique des conditions d'observation parfaites à 1.3 mm.

Emission, Bruit de Ciel

L'atmosphère terrestre non seulement absorbe une large partie du spectre (sub) - millimétrique mais également émet un rayonnement de corps noir à ces longueurs d'onde. Le signal astrophysique que l'on cherche à quantifier se trouve ainsi superposé à une intense émission de fond (plus forte de ~ 3 à 4 ordres de grandeurs pour des sources astrophysiques typiques). La température de la couche atmosphérique qui émet ce rayonnement est en général estimée à 250K et le coefficient d'émission est obtenu à partir de l'opacité. D'après la loi de Kirchhoff, l'émissivité est égale à l'absorption, donc $\epsilon = 1 - t$, soit $\epsilon = 1 - e^{-\tau_\lambda A}$. Lorsque l'atmosphère peut être considérée comme optiquement mince à une longueur d'onde donnée (soit lorsque τ est ≤ 1) l'intensité reçue de l'atmosphère vaut :

$$I_\lambda = \tau_\lambda B_\lambda(T_{atm})A \quad (1.2)$$

où $B_\lambda(T_{atm})$ est la fonction de corps noir de Planck.

Cette émission dépend de la quantité de vapeur d'eau présente dans l'atmosphère et donc varie en fonction de la concentration de cette dernière. De plus les études de la structure de l'atmosphère montrent que la vapeur d'eau est distribuée sous forme de structures de tailles variées et dont la répartition spatiale fluctue dans le temps à cause du vent. Cela se manifeste par des fluctuations basses fréquences dans l'intensité reçue par le détecteur que l'on nomme bruit de ciel ou *sky noise* en anglais (le modèle sera décrit plus longuement dans le dernier chapitre). Il existe aussi une source de bruit due à la réfraction des rayons provenant de la source étudiée par les cellules de vapeur d'eau dont la concentration et donc l'indice peut varier avec le temps. Cela est équivalent au *seeing* (turbulences) en optique et se traduit par une incertitude sur le pointage du télescope.

⁷l'*airmass* ou masse d'air est défini comme $A = \frac{1}{\sin(el)}$ et correspond à la quantité d'atmosphère traversée dans l'hypothèse de couches planes et parallèles.

1.2.2 Les Techniques d'Observation

1.2.2.1 Mesure de l'Opacité et Calibration

La première étape dans une séquence d'observation (sub)-millimétrique depuis le sol consiste à déterminer les conditions atmosphériques du site. La technique la plus utilisée actuellement est celle du *skydip* ("profil d'atmosphère") qui consiste à mesurer l'émission atmosphérique en fonction de l'élévation à l'aide d'un radiomètre (typiquement à intervalles constants entre 80° et 15°). Il est possible d'utiliser des sources d'étalonnage interne pour augmenter la précision. En appliquant un modèle qui décrit à la fois l'atmosphère et le système de mesure, il est possible de remonter à l'opacité (voir [Archibald 02]) :

$$I_{obs} = (1 - \eta_{tel})I_{tel} + \eta_{tel}I_{atm} - b\eta_{tel}I_{atm}e^{-\tau A} \quad (1.3)$$

où I_{obs} est l'intensité du ciel mesurée par le dispositif, I_{tel} est l'intensité d'un corps noir à la même température que celle du télescope, I_{atm} est l'intensité véritable émise par l'atmosphère, η_{tel} est le coefficient de transmission du télescope et b est un facteur définissant la fraction utile du filtre optique utilisé par l'instrument. Une fois l'opacité connue, il est possible de corriger les données de l'extinction de l'atmosphère pour une élévation donnée. Ce relevé des conditions atmosphériques doit être réalisé très régulièrement (en moyenne toutes les heures) pour s'assurer que l'opacité reste compatible avec les conditions d'observation.

Les *skydips* sont accompagnés de mesures d'étalonnage permettant de relier le signal obtenu par le détecteur (en Volts) à l'intensité de la source astrophysique (en Jy). Pour cela, il est possible d'utiliser des étalons tels que certaines planètes (Mars, Neptune ou Uranus) ou certains nuages moléculaires. En pratique, il est important de réaliser les mesures d'étalonnage avec le même mode d'opération que les observations. Typiquement les erreurs obtenues par cette méthode sont de l'ordre de 5 à 10%. Enfin, le pointage du télescope doit être vérifié régulièrement par l'observation de sources ponctuelles (sur un télescope comme le 30m de l'IRAM, une erreur typique est de l'ordre de 2 à 3 arcsec).

1.2.2.2 Méthodes de Suppression de l’Emission du Fond

Comme il a été vu précédemment, le signal qui provient de la source à étudier contribue pour très peu au flux total reçu sur le plan focal du télescope. Non seulement l’atmosphère émet comme un corps noir à environ 250 K, mais le télescope lui-même rayonne fortement dans les longueurs d’onde (sub)-millimétriques, tout comme l’ensemble de l’instrumentation optique (miroirs secondaires, lentilles éventuelles, filtres, bafflage, etc...). Pour mesurer un signal très faible par dessus ce fond il faut donc pouvoir en estimer l’émission et la supprimer par la suite. Dans le cas de plans focaux (sub)-millimétriques possédant un nombre de pixels peu élevé (comme c’est encore le cas actuellement avant la prochaine génération de détecteurs) la méthode la plus utilisée pour s’affranchir de l’émission de fond est la technique d’acquisition différentielle⁸ appelée “double-lobe”, et consiste à observer alternativement la source (le signal correspondant est $S_1 = S_{Obj} + S_{fond}$) et une position proche où la source n’émet pas ($S_2 = S_{fond}$). Le signal de la source est obtenu par la différence entre les deux signaux ($S_{Obj} = S_1 - S_2$). Comme il existe des fluctuations spatiales de l’atmosphère (de type 1/f en première approximation), la séparation angulaire entre les deux positions ne doit pas être trop grande pour considérer que le signal provenant du ciel est le même dans les deux cas (typiquement 1~3 arcmin). Le balayage est obtenu généralement par le mouvement du miroir secondaire du télescope ou “*wobbling*”, mouvement qui doit se rapprocher le plus possible d’un créneau.

Si l’émission de l’atmosphère était parfaitement constante et uniforme sur le champ couvert par le *wobbling*, l’émission du ciel serait supprimée dans la limite du bruit de photon. Or, cette approximation n’est vraie que jusqu’à un certain point puisque l’on peut montrer que pour ces étendues angulaires typiques, le fond est distribué sous forme de gradient d’émission que la méthode de *wobbling* ne permet pas de supprimer.

Une autre technique est alors utilisée : le *nodding*. Elle consiste à avoir deux positions “OFF” (hors source) de part et d’autre d’une position “ON” (source). La séquence est obtenue par le mouvement du télescope lui-même, en plus de la modulation du miroir secondaire. Bien-sûr, du fait de la structure imposante, en général, du télescope, la fréquence de cette modulation est inférieure au Hz. De plus, comme les fluctuations atmosphériques sont également temporelles, le principe du *wobbling*, n’est valable que sur une échelle de

⁸Cela correspond à un filtrage spatial par un filtre du premier ordre ($n - u$) où n est une fonction porte positive et u une fonction porte négative, chacune de largeur égale à celle du lobe du télescope et d’écartement égal à la séparation angulaire des 2 faisceaux.

temps où les conditions n'ont pas ou peu varié. En pratique, la séquence “ON-OFF” du miroir secondaire est effectuée à quelques Hz (1 à 2 Hz sur le 30m de l'IRAM).

Cette technique est facilement concevable dans le cas de l'observation de sources ponctuelles ou faiblement étendues, mais elle est également appliquée avec succès à l'étude de sources étendues où l'on applique à chaque point de l'objet étudié la technique du *wobbling*. L'image finale est obtenue en faisant appel à des algorithmes de reconstruction, [Emerson 79]. D'autres méthodes de cartographies de sources étendues existent, comme la technique appelée “*On-The-Fly*”, [Mangum 99]. La source est balayée en continu suivant une direction, avec une position “OFF” à chaque extrémité (le télescope peut également être en mode *wobbling* lors des scans). Cette méthode est moins sensible aux éventuels changements de gains à travers la carte (variations instrumentales ou atmosphériques) car la totalité de la source est obtenue sur des échelles de temps plus courtes que dans le cas du *wobbling* simple. Le rapport Signal/Bruit (S/N) est amélioré en répétant la séquence plusieurs fois.

Même si ces techniques ont permis de réaliser de véritables prouesses dans le domaine de l'imagerie (sub)-millimétrique, elles possèdent pourtant quelques inconvénients (cf. [Weferling 02]). Ainsi, le système de modulation du miroir secondaire produit des vibrations microphoniques, impose une limite mécanique sur la fréquence de modulation et n'est pas disponible sur tous les télescopes (sub)-millimétriques. Avec l'arrivée des plans focaux équipés d'un grand nombre de détecteurs, de nouvelles méthodes peuvent être envisagées (technique de *Fastscanning* par exemple [Reichert 01]). L'avantage des grands champs de vue est qu'il permet d'utiliser les pixels de bord de champ, qui n'observent que la contribution du ciel, pour enlever le bruit atmosphérique sur l'ensemble des détecteurs. Aucun *wobbling* n'est nécessaire en principe, la suppression du bruit atmosphérique s'effectue après les observations. Ce type de méthode sera étudié plus en détail dans le dernier chapitre.

1.3 État de l'Art des Caméras (Sub)Millimétriques au Sol

Dans le domaine de l'astronomie continuum (sub)-millimétrique, les détecteurs les plus couramment utilisés depuis une vingtaine d'années sont les bolomètres. Les découvertes scientifiques régulièrement obtenues dans ce domaine de l'astrophysique ont poussé à l'amélioration des technologies, notamment ces dernières années. Cette partie présente les

principaux instruments de cette très jeune branche de l’astronomie. L’aspect plus spécifique de la technologie des bolomètres sera abordé dans le deuxième chapitre.

1.3.1 Principaux Instruments Actuels

UKT14

Cet instrument est probablement le précurseur des caméras (sub)-millimétriques actuelles installées sur des télescopes au sol (voir figure 1.13). Il s’agit en fait d’un photomètre très simple (un seul pixel qui est un bolomètre composite Ge:In:Sb refroidi à 100 mK) fonctionnant dans toutes les bandes atmosphériques entre $350\ \mu\text{m}$ et $2\ \text{mm}$ à l’aide d’une roue à filtre. L’instrument, une coopération anglo-américaine, a été installé d’abord en 1986 sur le télescope infrarouge UKIRT au sommet du Mauna Kea, puis déplacé sur le télescope JCMT de 15 m de diamètre en 1988. A $1,3\ \text{mm}$ de longueur d’onde, le détecteur présente un NEP de $10^{-15}\ \text{W Hz}^{-1/2}$, un NEFD de $350\ \text{mJy Hz}^{-1/2}$ et une largeur de faisceau de $19,5\ \text{arcsec}$ (voir la note en bas de page pour les définitions⁹). Cet instrument a permis de détecter quelques galaxies à très haut redshift après de longues intégrations sous d’excellentes conditions atmosphériques [Dunlop 94].

SCUBA

Dans le milieu des années 90, il est clairement apparu que la prochaine étape dans l’instrumentation pour l’astronomie (sub)-millimétrique était le passage de 1 à plusieurs pixels, de façon à réaliser des observations d’objets étendus ou des sondages profonds. Les groupes qui ont construit UKIRT ont ainsi développé un projet beaucoup plus ambitieux, SCUBA, la première véritable caméra submillimétrique : 37 pixels bolométriques disposés en hexagone composent la partie “grande longueur d’onde” (750 et $850\ \mu\text{m}$) et 91 pixels pour les fenêtres à 350 et $450\ \mu\text{m}$ (voir figures 1.14 et [Holland 99]).

Installée sur le port Nasmyth du JCMT, la caméra contient deux plans focaux qui ont pratiquement le même champ de vue, soit environ $2,3\ \text{arcmin}$ de diamètre, et qui peuvent être utilisés simultanément grâce à la présence d’un filtre dichroïque. Les performances des détecteurs, refroidis à 100 mK (température obtenue à l’aide d’un réfrigérateur à dilution), sont limitées par le bruit de photon du fond (limite ultime, comme on le verra dans le

⁹Le NEP pour *Noise Equivalent Power*., soit Puissance Equivalente au Bruit, est la puissance minimum détectable par le récepteur, par bande de fréquence, soit celle correspondant à un rapport S/N=1. Le NEFD, *Noise Equivalent Flux Density*, est la sensibilité de l’instrument. Ce terme est proportionnel au NEP et dépend de paramètres liés au télescope et à l’atmosphère. Une explication plus détaillée de ces termes sera abordée dans le prochain chapitre.

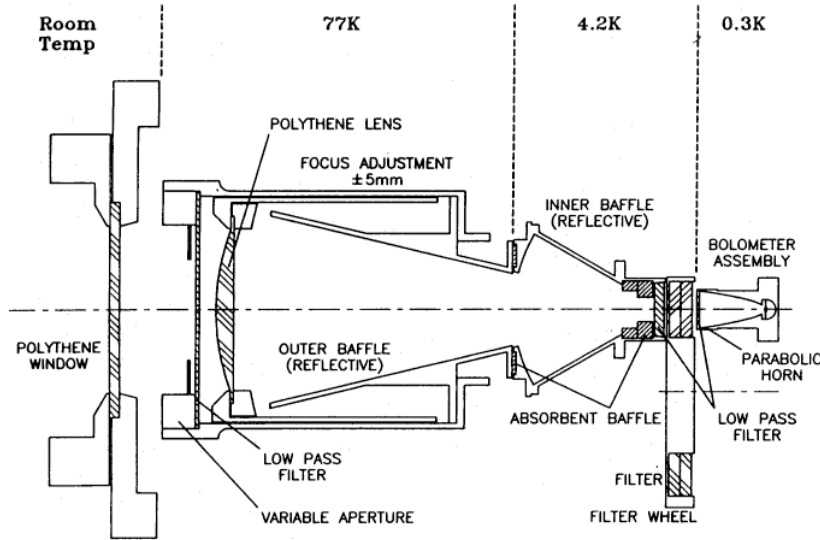


FIG. 1.13 – Optique du photomètre UKT14 installé sur le télescope JCMT à Mauna Kea, opérant dans toutes les fenêtres de transmission atmosphérique de $350\ \mu\text{m}$ à $2\ \text{mm}$. La bande spectrale d'opération est définie par une roue à filtres refroidie à $4,2\ \text{K}$. [Duncan 90]

chapitre 2). Le nombre de détecteurs ainsi que leur sensibilité a permis à SCUBA d'être ~ 10000 fois plus rapide que UKT14 pour l'imagerie de sources étendues (cf. [Holland 99]). A $850\ \mu\text{m}$ et sous de bonnes conditions atmosphériques, le NEP est de l'ordre de $2 \times 10^{-16}\ \text{W Hz}^{-1/2}$, soit un NEFD de $80\ \text{mJy Hz}^{-1/2}$. Les bolomètres sont de type composite (ils utilisent des thermomètres de type Germanium transmuté) et leur système de lecture utilise des transistors de type JFET¹⁰ à $200\ \text{K}$. Le couplage du rayonnement entre le télescope et les bolomètres est réalisé à l'aide de cornets en métal disposés conjointement dans le plan focal (figure 1.14 b).

Pour ce type de technique, le couplage optimum avec une source ponctuelle est obtenu pour un diamètre de cornet de $2F\lambda$ (où F est le rapport entre la focale et le diamètre du système optique considéré). Quand plusieurs détecteurs de ce type sont placés dans un plan focal pour réaliser des images de sources étendues, l'échantillonnage instantané ne fournit pas toute l'information présente théoriquement dans l'image. En effet, lorsqu'une image est formée par un système optique, le point élémentaire est défini par la tache de diffraction du système, soit un diamètre de $F\lambda$ (largeur à mi-hauteur). Le théorème de Shannon indique

¹⁰pour *Junction Field Effect Transistor*.

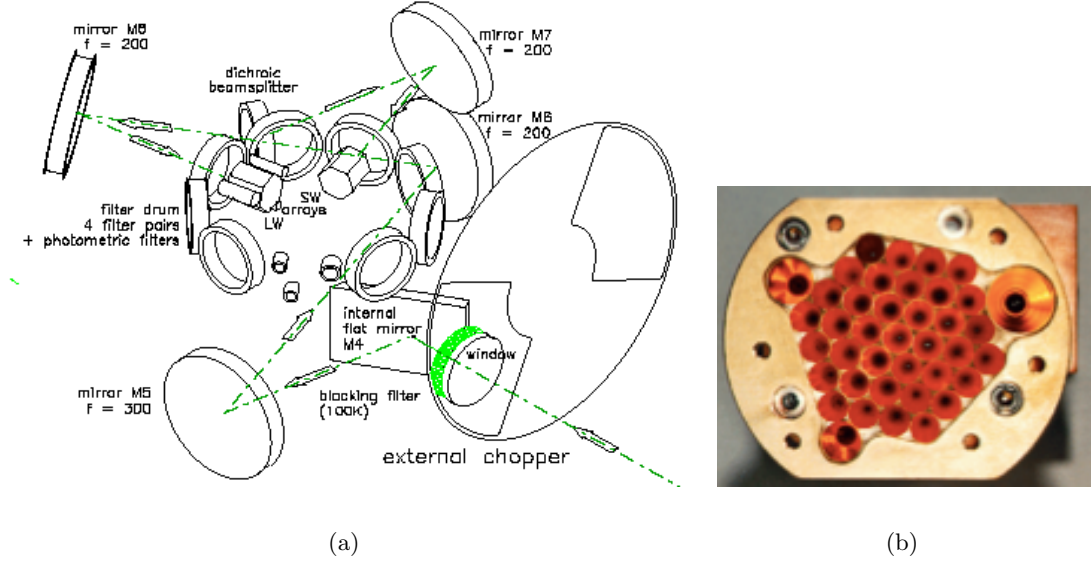


FIG. 1.14 – Caméra Submillimétrique SCUBA installée sur le JCMT (a) design optique de la caméra, (b) photo du plan focal grandes longueurs d’ondes montrant les 37 pixels à $850\ \mu\text{m}$ et 3 pixels photométriques à 1.1, 1.3 et 2 mm de longueur d’onde.

que pour ne pas perdre d’information, le pas minimal d’échantillonnage spatial de l’image doit être de $0.5F\lambda$. Par conséquent, dans le cas des instruments semblables à SCUBA, il faut “comblé les trous” de l’image échantillonnée. La solution consiste à réaliser un mouvement sur le ciel à l’aide du miroir secondaire (voir figure 1.15). Pour SCUBA, 16 positions sont nécessaires à une longueur d’onde pour obtenir un échantillonnage optimum¹¹.

SCUBA a permis de réaliser de nombreuses avancées scientifiques, parmi lesquelles la découverte d’une nouvelle population de galaxies submillimétriques ([Hughes 98] par exemple).

SHARC I et II

Dans le milieu des années 90, les équipes du Goddard Space Flight Center et de Caltech ont proposé un autre concept d’instrument avec la réalisation de la caméra SHARC (*Submillimeter High Angular Resolution Camera*) sur le télescope CSO de 10.4 m à Hawaii pour les bandes atmosphériques à 350 et $450\ \mu\text{m}$ [Wang 96]. L’idée est de se rapprocher de ce qui se fait dans la détection optique ou infrarouge, c’est à dire avoir un plan focal composé d’une matrice de détecteurs qui échantillonnent instantanément l’image à la

¹¹ 64 positions dans le cas d’une observation simultanée avec les deux plans focaux.

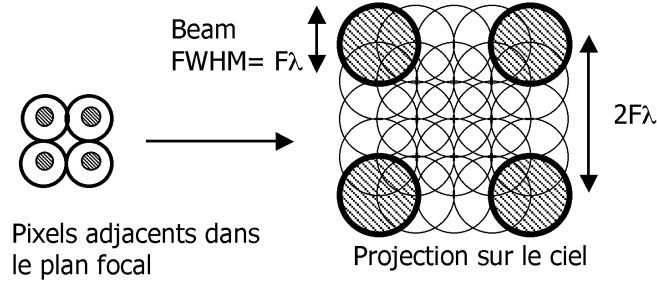


FIG. 1.15 – Représentation schématique de pixels bolométriques utilisant des cônes de diamètre $2F\lambda$. Les cônes sont adjacents dans le plan focal, mais pour échantillonner une image à la fréquence de Nyquist ($0.5 F\lambda$), il est nécessaire de combler les zones non couvertes.

fréquence de Nyquist. Cela implique la suppression des concentrateurs de rayonnement. Dans sa première version, l'instrument ne comprenait qu'une barrette de 24 bolomètres¹². Depuis 2002, son remplaçant SHARC II a été installé au CSO (figure 1.16). Le plan focal est constitué de 12×32 bolomètres¹³ de type “*pop-up*” situés dans une cavité quart d'onde (ce système d'absorption, initié par les matrices de bolomètres du CEA, sera décrit dans le prochain chapitre). Le système de lecture associe chaque pixel à un transistor JFET à 120 K. Le NEFD à $350 \mu\text{m}$ est de l'ordre de $1 \text{ Jy Hz}^{-1/2}$ et est fortement dépendant des conditions atmosphériques. Un plan focal de ce type est prévu pour l'instrument HAWC à bord du futur observatoire submillimétrique embarqué dans l'avion SOFIA.

MAMBO

Depuis le début des années 90, le groupe du MPIfR¹⁴ à Bonn en Allemagne travaille sur le développement de bolomètres pour l'astronomie millimétrique [Kreysa 98]. Plusieurs générations d'instruments ont été installés sur divers télescopes, et en particulier la caméra MAMBO, sur le 30 m de l'IRAM, qui compte actuellement 117 bolomètres à 1.3 mm de longueur d'onde. Il s'agit de bolomètres de type résistif utilisant des concentrateurs de rayonnement. Des techniques de micro-usinage silicium et de photolithographie sont employées pour réaliser le substrat de la partie détection (membrane en Nitrure de Silicium¹⁵

¹²Les bolomètres de SHARC I, refroidis à 300 mK, sont de type résistif (silicium dopé), le champ de vue est défini par une pupille et l'absorption du rayonnement se fait par interaction avec une couche de bismuth (50% d'absorption au maximum).

¹³A $350 \mu\text{m}$, la séparation des pixels est de $0.65 F\lambda$. Des filtres permettent l'observation à 350, 450 et $850 \mu\text{m}$, même si les performances en terme de sensibilité dans cette dernière bande sont largement inférieures à celles de SCUBA.

¹⁴Max-Planck-Institut für Radioastronomie.

¹⁵Le nitrure de silicium, Si_3N_4 , offre une très bonne résistance mécanique et une faible conductivité



FIG. 1.16 – Plan focal de la caméra SHARC II : 12×32 bolomètres pour la détection à 350 et 450 μm [Dowell 03].

et absorbant métallique en couche mince). Les senseurs thermiques (NTD-Ge) sont ensuite collés à la main sur chaque membrane. La couche de détection est alors placée sous l'étage de concentration de rayonnement composé de cônes à $2F\lambda$ (voir figure 1.17). A 1.3 mm, le NEFD typique est $\sim 30 \text{ mJy Hz}^{-1/2}$. Les méthodes classiques d'observation sont utilisées (*chopping* et *On-The-Fly*), ainsi que la nouvelle méthode du *fastscanning* [Reichertz 01].

BOLOCAM

En 1995, une équipe du JPL¹⁶ menée par J. Bock, a mis au point un nouveau type de technologie pour les bolomètres : les *spider web*, qui permettent d'atteindre de très grandes sensibilités comme on le verra par la suite. Ces détecteurs ont été placés dans plusieurs instruments, dont la caméra BOLOCAM, installée depuis 2000 sur le télescope CSO et qui a été conçue pour l'observation du ciel dans les bandes à 1.1, 1.4 et 2.1 mm [Glenn 03]. Les 110 pixels¹⁷ non multiplexés (membranes de Si_3N_4 , thermomètres NTD-Ge et cônes de couplage) sont séparés de $1.5 F\lambda$ à 1.1 mm de longueur d'onde. Cette configuration optique est un compromis entre les plan focaux de type $2F\lambda$ et les matrices monolithiques, puisqu'il ne faut que 4 pointages pour reconstituer une image échantillonnée à la fréquence de Nyquist. La sensibilité en mode *On-The-Fly* est de l'ordre de $70 \text{ mJy Hz}^{-1/2}$.

Il faut noter également que plusieurs projets spécifiquement consacrés à l'étude du Corps Noir Cosmologique ont vu récemment le jour. Il s'agit de projets au sol (ACBAR au pôle Sud par exemple), embarqués sur ballon stratosphérique (BOOMERANG, MAXIMA,

thermique.

¹⁶Jet Propulsion Laboratory, NASA, USA.

¹⁷Nombre de pixels au début 2004.

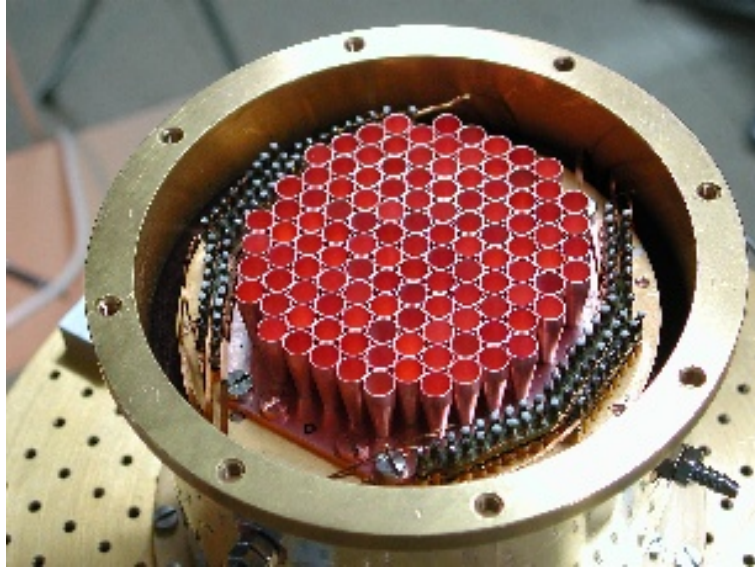


FIG. 1.17 – Plan focal de la caméra millimétrique MAMBO 2 installée sur le télescope de 30 m de l'IRAM.

ARCHEOPS).

1.3.2 Futurs Instruments

La première génération de caméras dans la gamme $350\ \mu\text{m}$ - $2\ \text{mm}$ a démontré la faisabilité des observations et la pertinence des résultats scientifiques, notamment depuis le sol pour les longueurs d'onde autour du mm. La prochaine génération d'instruments devrait bénéficier des avancées technologiques en terme de micro-usinage silicium, ainsi que de l'émergence de nouveaux types de composants supraconducteurs pour tenter d'améliorer la sensibilité des détecteurs et de gagner environ un ordre de grandeur en terme de nombre de pixels dans les futurs plans focaux.

Les projets (sub)-millimétriques les plus importants pour les prochaines années en terme de moyens mis en œuvre et de performances envisagées sont Herschel, Planck et ALMA.

Herschel (2007) couvrira depuis l'espace la gamme $60 - 670\ \mu\text{m}$ en détection continuum (instruments PACS et SPIRE) et hétérodyne (HIFI) [Pilbratt 01].

Le satellite Planck (instruments hétérodynes et bolométriques, cf. [Lamarre 01]), qui sera lancé en même temps qu'Herschel, effectuera la cartographie complète du CMB ainsi que des mesures de polarisation avec une sensibilité inégalée.

ALMA, projet d'astrophysique qui regroupe un consortium véritablement international, sera un interféromètre de 64 télescopes de 12 m de diamètre installé à 5000 m d'altitude dans un des endroits les plus secs du globe, le désert d'Atacama au Chili. Ce projet (détection hétérodyne) ouvrira la voie de la très haute résolution angulaire dans le (sub)-millimétrique (0.1" à 1 mm, soit la même résolution angulaire que le HST dans le visible).

Afin de préparer et de compléter ces missions ambitieuses, des projets d'instruments bolométriques sont prévus sur divers télescopes au sol. C'est le cas du télescope APEX¹⁸, prototype légèrement modifié des futures antennes d'ALMA, qui sera équipé d'une caméra de bolomètres pour l'observation dans la bande 850 μm . Cet instrument, LABOCA, développé par le groupe de E. Kreysa à Bonn [Kreysa 03], est basé sur l'architecture de la caméra MAMBO et comportera 295 pixels (voir figure 1.18).

Le groupe de l'Université de Berkeley prévoit également d'y installer courant 2004 un instrument bolométrique dédié à l'étude de l'effet Sunyaev Zel'dovich, APEX SZ : 330 pixels à cornets, champ de vue de 0.4° et détection possible à 1.4 mm ainsi qu'à 2 mm. Outre le grand nombre de détecteurs, l'originalité principale de cet instrument est le fait que les bolomètres seront de type TES¹⁹ sur un substrat de type *spider web* en Si_3N_4 . Il s'agira de l'un des premiers instruments utilisant la technologie des bolomètres à transition supraconductrice associés à des étages d'amplification à SQUID²⁰. Il est prévu dans un premier temps de tester le plan focal avec un suiveur (SQUID) par pixel, puis par la suite d'utiliser le multiplexage en fréquence (voir [Lanting 03]) pour la mise en œuvre de plus grandes matrices de détecteurs.

La caméra SCUBA avait provoqué une véritable révolution dans le domaine de l'imagerie submillimétrique. Les laboratoires qui l'ont conçue travaillent actuellement sur la conception d'un instrument qui se veut tout autant révolutionnaire, SCUBA2 [Holland 03]. La future caméra installée sur le JCMT aura deux plans focaux opérant simultanément à 450 et 850 μm de 5120 pixels chacun (échantillonnage respectivement $F\lambda$ et $0.5F\lambda$). Les bolomètres seront de type TES à cavités quart d'onde et seront lus par des SQUID. La température de fonctionnement de 120 mK permettra d'atteindre des performances limitées par l'atmosphère et l'émission du télescope (limite fondamentale). Le NEFD à

¹⁸ *Atacama Pathfinder EXperiment.*

¹⁹ *Transition Edge Sensor*, senseur à transition supraconductrice.

²⁰ *Superconducting Quantum Interference Device.*

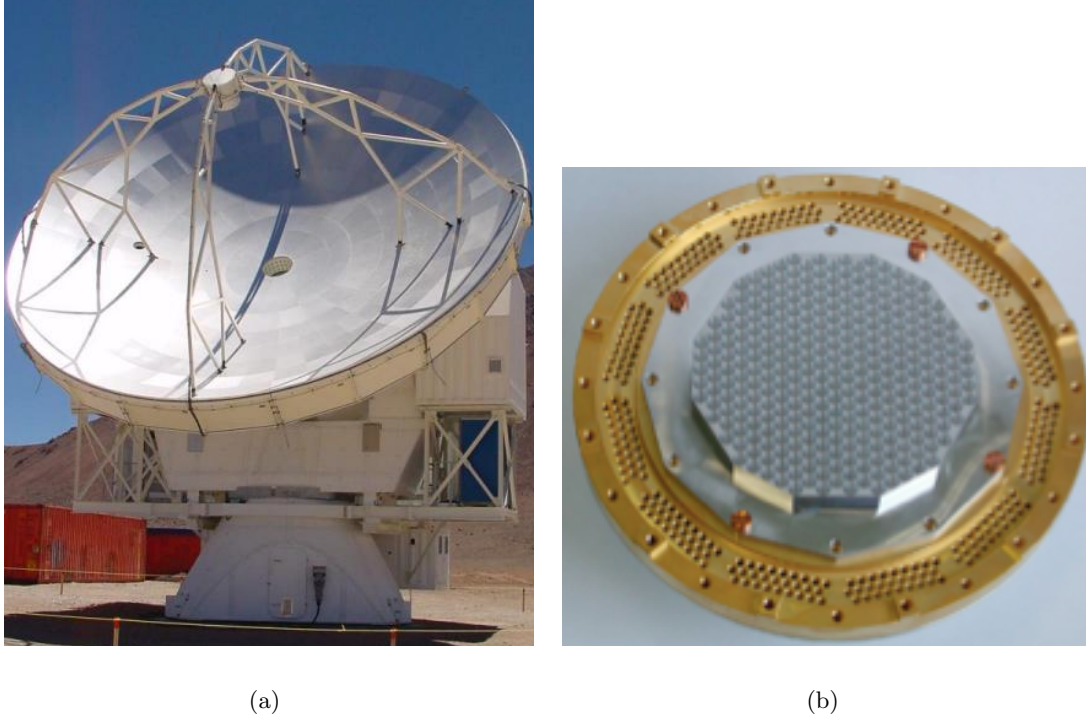


FIG. 1.18 – (a) Le télescope submillimétrique APEX, prototype modifié des futures antennes d'ALMA, sur le plateau du désert d'Atacama, Chili. Sa mise en service va débiter courant 2004. (b) Photo du plan focal de la caméra $850\ \mu\text{m}$ LABOCA comprenant 295 bolomètres surmontés de cônes. Une caméra de deuxième génération sera installée par la suite, et utilisera des bolomètres de type TES multipléxés via un système à base de SQUID [May 03].

$850\ \mu\text{m}$ est estimé à $30\ \text{mJy Hz}^{-1/2}$ avec un champ de vue de $8' \times 8'$. La vitesse de cartographie serait ainsi 1000 fois plus grande que pour SCUBA à niveau de bruit équivalent. La mise en service sur le JCMT est prévue pour 2006.

Parmi les autres projets marquants, il faut également noter la construction en cours du *Large Millimeter Telescope* (LMT), télescope millimétrique de 50m de diamètre installé au sommet du volcan éteint Sierra Negra, au Mexique à 4600 m d'altitude. Une version modifiée de BOLOCAM est prévue dans les prochaines années (NEFD $\sim 3\ \text{mJy Hz}^{-1/2}$ à 1.1 mm, résolution angulaire de 5.5 arcsec et champ de vue de $2.1\ \text{arcmin}^2$). Un relevé profond de 200 heures couvrirait $10\ \text{deg}^2$ à une sensibilité de 1mJy [LMT].

Signalons que certains groupes pensent déjà aux remplaçants d'Herschel, de Planck et d'ALMA. C'est le cas notamment de la NASA qui étudie le projet SAFIR (*Single*

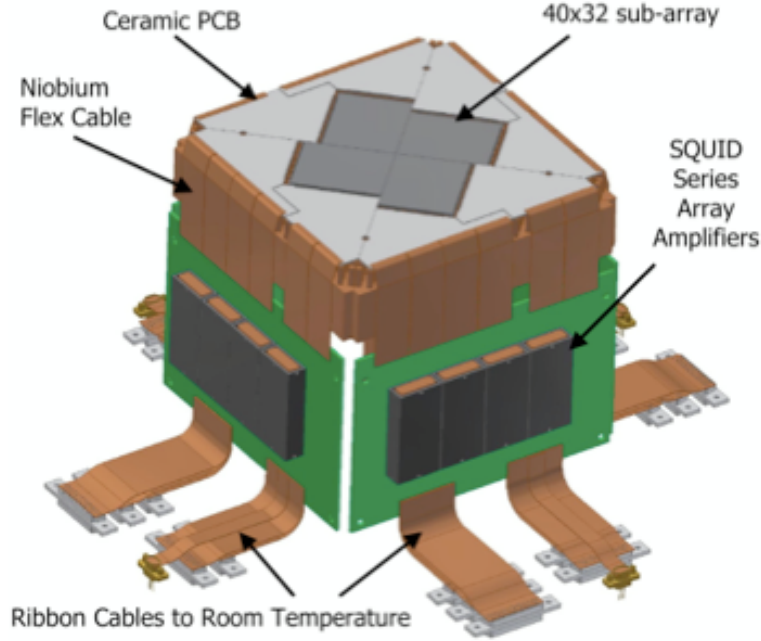


FIG. 1.19 – Représentation schématique d'un des deux futurs plans focaux de la caméra SCUBA-2 (5120 pixels de type TES).

Aperture Far-infraRed observatory, [SAFIR]), observatoire spatial muni d'un télescope de 10 m refroidi à 5K. La très faible émission du télescope devrait permettre en théorie d'obtenir des NEP de l'ordre de $10^{-20} \text{ W Hz}^{-1/2}$, entre $20 \mu\text{m}$ et 1mm. Ce projet est à l'étude pour l'horizon 2015-2020.

1.4 Motivation Pour Une Caméra de Nouvelle Génération sur le 30m

Dans les prochaines années, de nombreux efforts vont être déployés pour réaliser de grands relevés (sub)-millimétriques galactiques (sites de formation stellaire) et extra-galactiques (étude des population de galaxies à grand redshift). Afin de contraindre les températures des nuages moléculaires géants ou encore de déterminer les redshifts des galaxies lointaines, des mesures sur toute la gamme $200 \mu\text{m} - 2 \text{ mm}$ seront nécessaires. Le domaine millimétrique sera particulièrement adapté à l'observation des galaxies à $z > 5$ par exemple. De plus, la relativement bonne transmission de la fenêtre atmosphérique à 1.3

Nom	Année	Télescope	λ (μm)	Champ (arcmin ²)	FWHM (arcsec)	NEFD (mJy/Hz ^{1/2})
UKT14	1988	JCMT	1300	-	19.5	350
SHARC	1996	CSO	350	0.3	10	1000
SCUBA	1997	JCMT	850	4.5	14.5	80
BOLOCAM	2001	CSO	1100	50	30	70
MAMBO2	2001	IRAM 30m	1300	6	11	30
SHARC II	2002	CSO	350	2.7	10	500
BOLOCAM II	2005	LMT	1100	2.1	5.5	3
SCUBA 2	2006	JCMT	450	64	8	200
			850	64	14.5	50
SPIRE	2007	Herschel	250	32	18	37
			350	32	25	35
			500	32	36	41
PACS	2007	Herschel	200	6	6.6	36

TAB. 1.1 – Performances d’instruments majeurs dans le domaine (sub)-millimétrique. FWHM = *Field Width at Half Maximum* = lobe de l’instrument.

mm permet d’envisager des observations de bonne qualité à une résolution angulaire suffisante (de l’ordre de 10 arcsec pour un télescope de 30m de diamètre) pour, par exemple, déterminer le profil de densité d’enveloppes proto-stellaires.

Installé en 1984 sur le Pico Veleta dans la Sierra Nevada espagnole à 2850 m d’altitude, le télescope millimétrique de 30 m de l’IRAM est équipé d’instruments de détection hétérodyne et continuum (MAMBO). Une piste envisagée et logique pour la future instrumentation continuum du 30 m est l’exploitation du maximum de champ de vue disponible sur la plate-forme Nasmyth. Pour un champ de 5 arcmin de diamètre (maximum actuellement disponible au foyer Nasmyth) et un plan focal rempli de détecteurs à $0.5 F\lambda$, cela représente environ 2300 pixels, soit environ 20 fois plus que l’actuelle caméra MAMBO. Ce nombre important de pixels permet bien-entendu d’envisager des vitesses de cartographie beaucoup plus élevée que ce qui était obtenu auparavant. Griffin a montré qu’à champs de vue égaux, un gain en vitesse de cartographie d’environ 3 était attendu lors de l’utilisation de matrices de détecteurs à $0.5 F\lambda$ plutôt qu’à $2 F\lambda$, [Griffin 02]. De même, une estimation réalisée par B. Lazareff a montré qu’un plan focal de 1024 bolomètres espacés à $0.5 F\lambda$ sur le 30m pouvait être jusqu’à 20 fois plus rapide (à $\tau = 0.5$) pour la réalisation de grandes cartes, par rapport à la caméra MAMBO2 (127 “pixels” à l’époque, cf. [Lazareff 00]). Cette valeur a été calculée en considérant une sensibilité meilleure que celle actuellement



FIG. 1.20 – Le télescope millimétrique de 30m de l'IRAM.

obtenue sur le 30m (d'un facteur 2), ce qui semble réalisable à première vue. Un tel instrument serait alors tout à fait adapté à la réalisation de grands relevés profonds dans le millimétrique.

La construction d'un tel instrument nécessite des techniques de fabrication collective des détecteurs, telles que celle employées par exemple, par le CEA dans le cas du photomètre PACS sur HERSCHEL. L'objet de cette thèse est d'étudier l'adaptabilité des détecteurs initialement développés par le CEA pour le submillimétrique ($90 - 210 \mu\text{m}$) au domaine millimétrique dans le but de proposer un instrument à grandes performances sur le 30 m.

Chapitre 2

La Détection Continuum : Les Bolomètres

*“Oh Langley invented the bolometer,
Which is really a kind of thermometer.
It will measure the heat
In a polar bear’s feet
From a distance of half a kilometer”*

Déclaration de l’assistant de Samuel P. Langley après que ce dernier ait inventé le bolomètre, en 1881.

Ce chapitre décrit le fonctionnement des détecteurs de prédilection pour le continuum (sub)-millimétrique, les bolomètres, ainsi qu’une revue des principales technologies utilisées dans leur conception. La deuxième partie de ce chapitre présente le développement et les spécificités des bolomètres du CEA.

2.1 Principes Fondamentaux

Les détecteurs généralement employés pour la mesure du rayonnement électromagnétique de l’ultraviolet à l’infrarouge moyen utilisent l’effet photoconducteur ou l’effet photovoltaïque (famille des détecteurs quantiques). Dans ce cas, l’énergie $h\nu$ d’un photon incident sur le matériau du détecteur (cristal dopé ou non) permet à un électron situé dans la bande de valence, de passer dans la bande de conduction. Si un champ électrique lui est appliqué, une variation de courant liée à l’absorption du photon peut être observée. Cet effet trouve

sa limite vers $100\ \mu\text{m}$ ($\approx 0.01\ \text{eV}$) pour les semiconducteurs traditionnels¹. A plus grande longueur d'onde, le photon n'a alors plus assez d'énergie pour faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction.

Dans le domaine des ondes métriques et centimétriques, la détection du rayonnement électromagnétique est directe : l'amplitude du champ électrique est mesurée directement par des techniques radio. La technique hétérodyne, qui est maintenant utilisée jusque dans le THz ($\sim 300\ \mu\text{m}$), utilise un oscillateur local qui produit une onde à une fréquence parfaitement définie, proche de la fréquence du signal à observer et superposée à celle-ci dans un élément non-linéaire (jonction SIS² par exemple). La conséquence de cette superposition est de produire, entre autre, une composante de champ dont la fréquence est la différence des fréquences des deux champs incidents. Le champ résultant étant de beaucoup plus basse fréquence, il est plus facile à amplifier par la suite. Même si les techniques radios sont maintenant utilisées jusque dans l'infrarouge lointain, elles ne permettent pas encore de réaliser de véritables caméras. De plus, leur bande passante spectrale limitée ne les destine pas réellement aux observations continuum.

Les détecteurs de choix du domaine (sub)-millimétrique sont les détecteurs thermiques, et notamment les bolomètres³. Le premier bolomètre a été inventé en 1880 par Samuel P. Langley, un astronome américain. Son expérience utilisait le principe connu depuis plusieurs années de la variation de la résistance électrique d'un métal avec la température. Une lamelle de platine fine et noircie constituait l'un des bras d'un pont de Wheatstone. Lorsque cette bande de métal était soumise à un rayonnement lumineux, sa résistance électrique variait, perturbant ainsi l'équilibre du pont. Le signal était observé par un galvanomètre, permettant d'obtenir des précisions de l'ordre de $10\ \mu\text{K}$ sur la température du corps étudié. Le principe simple du bolomètre de Langley est toujours d'actualité. L'évolution naturelle a consisté à optimiser tous les paramètres intervenant dans ses performances.

¹La limite est repoussée vers $200\ \mu\text{m}$ dans le cas de semiconducteurs *stressés* (constraints), comme le Ge:Ga, pour lequel une pression mécanique constante permet de diminuer le gap entre bande de valence et bande de conduction [Richards 82].

²Supraconducteur Isolant Supraconducteur.

³du grec *bolo* = radiation ou rayonnement et *metron* = mesure.



FIG. 2.1 – Le bolomètre inventé par S. Langley en 1881, d’après [Benford 99].

2.2 Fonctionnement Théorique

2.2.1 Le Principe

Le principe de fonctionnement d’un détecteur bolométrique est relativement simple. Une particule (photon par exemple⁴) dépose une plus ou moins grande partie de son énergie dans un matériau sous forme de chaleur. L’élévation de température due à cette absorption est mesurée à l’aide d’un thermomètre (figure 2.2).

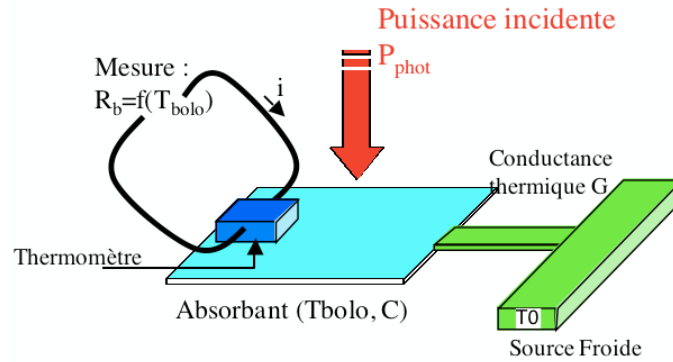


FIG. 2.2 – Représentation schématique du fonctionnement d’un bolomètre. L’énergie d’un rayonnement incident (ou d’une particule) est absorbée par un matériau (bleu clair). L’élévation de température résultante est mesurée par un senseur thermique (bloc bleu ciel) dont la résistance varie avec la température. Une fuite thermique définie par la conductance thermique G_{th} , permet l’évacuation de la chaleur vers un puits à température constante et définit la constante de temps du dispositif.

Le bolomètre infrarouge et (sub)-millimétrique est donc un détecteur quadratique puisqu’il mesure la puissance du rayonnement. De plus, son principe ne se limite pas qu’à ce

⁴Des bolomètres dits massifs sont utilisés pour la recherche des particules de type WIMPS (projet Edelweiss par exemple).

domaine mais permet en théorie de détecter le rayonnement électromagnétique depuis les rayons X jusqu'au millimétrique (par extension, le terme luminosité bolométrique en astrophysique définit la luminosité sur l'ensemble du spectre électromagnétique). De façon à optimiser son fonctionnement, ses éléments constitutifs doivent présenter certaines caractéristiques :

- Ils doivent posséder une très faible *capacité calorifique* afin de maximiser l'élévation en température pour une énergie incidente donnée. La masse de l'absorbant et du thermomètre doit donc être la plus petite possible. De plus, la capacité calorifique des matériaux traditionnellement employés dans la conception des bolomètres dépend de la température suivant T^β où $\beta = 3$ pour les matériaux semiconducteurs (silicium, germanium) en dessous d'une certaine température (température de Debye) et $\beta = 1$ pour les métaux. C'est l'une des raisons de l'utilisation des basses températures pour les bolomètres.
- La partie centrale doit également être, en première approximation, isolée thermiquement de son support afin que la chaleur absorbée produise une élévation de température importante et concourt ainsi à une meilleure sensibilité ($\Delta T = P_{phot} R_{th}$ où R_{th} est la *résistance thermique* en K/W). Les matériaux supportant la structure centrale du détecteur doivent donc être isolants (cas des semiconducteurs pour lesquels la résistance thermique est proportionnelle à T^{-3}). En pratique, il doit tout de même exister une fuite thermique entre l'absorbant et une source froide afin d'évacuer l'énergie stockée sous forme de chaleur autrement que par rayonnement. La présence de cette résistance thermique a pour conséquence l'existence d'une constante de temps thermique définie par :

$$\tau_{th} = R_{th}C = \frac{C}{G_{th}} \quad (2.1)$$

Un compromis doit donc être trouvé entre sensibilité du détecteur et rapidité.

- L'aspect *électro-thermique* est également un point clé du bolomètre. Le senseur thermique lié à l'absorbant doit être bien-entendu le plus sensible possible. Il est défini généralement par son coefficient de réponse en température, α [K⁻¹] :

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \quad (2.2)$$

où R est la résistance électrique du thermomètre⁵.

Ce coefficient est négatif dans le cas des bolomètres à senseur thermique de type semiconducteur (leur résistance augmente lorsque la température diminue), et positif dans le cas des bolomètres supraconducteurs.

2.2.2 Le Couplage Optique Avec le Rayonnement

Dans le cas des photoconducteurs, on définit généralement les performances optiques du détecteur par son rendement quantique $\left(\frac{\text{nombre moyen de photo-électrons produits}}{\text{nombre moyen de photons incidents}} \right)$. Pour les bolomètres, il faut raisonner en terme de coefficient d'absorption, défini comme le rapport entre la puissance absorbée et la puissance incidente sur le détecteur. Pour optimiser cette absorption, l'approche classique consiste à utiliser un dispositif (cavité réfléchissante) qui concentre le rayonnement sur la partie absorbante et multiplie les interactions rayonnement / détecteur. Il est alors possible d'envisager des absorbants de taille réduite, dans le but de minimiser la capacité calorifique.

Dans les années 70, R. Winston a étudié les configurations géométriques les plus adaptées à l'optimisation de l'absorption d'un champ électrique [Winston 70]. Il s'agit de cônes métalliques de profil parabolique qui définissent parfaitement un angle de vue sur le ciel, et rejettent efficacement le rayonnement qui provient d'angles plus ouverts (figure 2.3). Même si ce type de dispositif garantit un confinement optimal pour le rayonnement que l'on cherche à détecter, il faut également que la partie absorbante du bolomètre soit adaptée. Or les matériaux semiconducteurs généralement utilisés (silicium, germanium, ...) sont quasiment transparents dans le (sub)-millimétrique et possèdent également un coefficient de réflexion important du fait de leur indice de réfraction élevé.

Les équations de Maxwell montrent qu'un matériau résistif (film métallique par exemple) dont l'impédance est adaptée absorbe au maximum 50% de l'onde incidente en un passage. Ce type d'absorbant est très utilisé et généralement placé dans une sphère ou cavité intégrante pour augmenter la probabilité d'absorption. Mais comme cela a déjà été vu dans la première partie, les concentrateurs de rayonnement sont particulièrement efficaces lorsque leur ouverture vaut $2F\lambda$, au détriment de l'échantillonnage optimal de l'image. De plus, même si la fabrication de ces cônes est maîtrisée sur de faibles quantités, la réalisation de grands plans focaux avec ce type de technologie reste délicate. C'est ce qui a poussé

⁵Remarquons que quelquefois, le coefficient α est sans dimensions et défini par : $\alpha = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT}$.

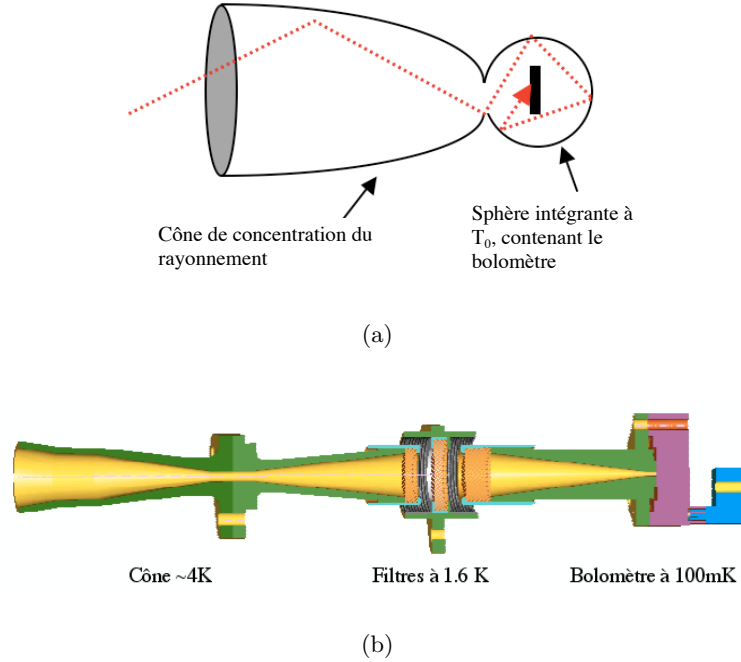


FIG. 2.3 – (a) Schéma d'un cône de concentration définissant l'angle d'ouverture du détecteur et permettant un couplage élevé entre le rayonnement incident et la partie absorbante, (b) Système de concentration du rayonnement d'un bolomètre utilisant un assemblage de 3 cônes consécutifs (système "back to back"), utilisé dans l'instrument Planck HFI et repris pour l'expérience embarquée sur ballon stratosphérique Archeops pour l'observation des anisotropies du CMB, [Benoit 02]. L'avantage de cette disposition est que divers éléments optiques (filtres, lentilles) peuvent être placés à différentes températures, tout en garantissant la parfaite définition du champ de vue (suppression des lobes secondaires). Les bolomètres de l'instrument HFI du satellite PLANCK seront sensiblement identiques à ce système.

plusieurs laboratoires, dont le CEA, à trouver des solutions pour un système d'absorption autorisant une conception monolithique (matricielle) de détecteur bolométrique.

2.2.3 Modélisation du Bolomètre

2.2.3.1 L'Equation de Base du Bolomètre

Le fonctionnement d'un bolomètre est régi par le bilan thermique de l'ensemble de ses éléments (cf. [Chanin 84], [Richards 94]). D'après la figure 2.2, deux puissances appliquées contribuent à l'élévation en température du bolomètre :

La puissance photonique, est en général constituée d'une composante quasi constante,

P_1 , correspondant à l'émission de fond provenant de l'atmosphère, du télescope et de l'optique de l'instrument, et une composante dynamique d'amplitude beaucoup plus faible, P_2 , modulée à une fréquence ω correspondant à la variabilité de la source observée (*chopping* ou défilement de la source devant le détecteur) ,

$$P_{ph} = P_1 + P_2 e^{i\omega t} \quad (2.3)$$

La puissance électrique, P_J vient quant à elle, de la lecture du thermomètre de résistance électrique R , valeur fortement dépendante de la température du bolomètre (courant de polarisation constant).

$$P_J = R_{(T)} I^2 \quad (2.4)$$

Pour éviter la saturation du détecteur, l'énergie "stockée" dans la capacité calorifique C est évacuée via la fuite thermique de conductance $G_{th} = \frac{1}{R_{th}}$, vers une source froide de température T_0 . Comme la conductance dépend de la température, il est souvent utile de définir une conductance moyenne, $\overline{G_{th}}$ définie entre T_b et T_0 . L'expression de cette puissance évacuée est :

$$P = \int_{T_0}^{T_b} G_{th} dT = \overline{G_{th}} (T_b - T_0) \quad (2.5)$$

Le bilan thermique des puissances "entrantes" et "sortantes" permet donc d'écrire :

$$P_{ph} + P_J = C \frac{dT_b}{dt} + \overline{G_{th}} (T_b - T_0) \quad (2.6)$$

Il s'agit de l'équation de base du bolomètre. La résolution de cette équation différentielle du premier ordre montre que pour une absorption d'une certaine puissance, la température du bolomètre croît de façon exponentielle vers une température d'équilibre. Une fois le régime stationnaire atteint, la température oscille alors à la fréquence ω :

$$T_b = T_1 + T_2 e^{i\omega t} \quad (2.7)$$

2.2.3.2 La Réponse des Bolomètres

La réponse en tension d'un bolomètre est définie par $S = \frac{dV}{dP}$ en $[V W^{-1}]$ où dV est le signal aux bornes de la résistance bolométrique correspondant à l'absorption d'une puissance photonique, dP .

Au premier ordre et en considérant des petites variations de température autour d'une valeur moyenne, la puissance Joule s'écrit (d'après l'équation 2.7) :

$$P_J = \left[R(T_1) + T_2 e^{i\omega t} \left(\frac{dR}{dT} \right) \right] I^2 \quad (2.8)$$

En remplaçant T_b et P_J par leurs expressions l'équation 2.6 devient [Richards 94] :

$$P_1 + P_2 e^{i\omega t} + I^2 R(T_1) + I^2 \left(\frac{dR}{dT} \right) T_2 e^{i\omega t} = \overline{G_{th}}(T_1 - T_0) + G T_2 e^{i\omega t} + i\omega C T_2 e^{i\omega t} \quad (2.9)$$

Ici, G représente la conductance instantanée à la température T_2 .

En ne considérant que les termes constants dans le temps, il apparaît :

$$P_1 + I^2 R = G_{th}(T_1 - T_0) \quad (2.10)$$

Il s'agit de l'équation de régime stationnaire du bolomètre, qui ne dépend pas de la capacité calorifique, et qui permet de définir la température moyenne du bolomètre, T_1 .

La même démarche pour les termes dynamiques donne :

$$\frac{P_2}{T_2} = G + i\omega C - I^2 \left(\frac{dR}{dT} \right) \quad (2.11)$$

Dans l'hypothèse des petits signaux, la réponse S peut être approximée par $\frac{V_2}{P_2}$, soit :

$$S = I \left(\frac{dR}{dT} \right) \frac{T_2}{P_2} \quad (2.12)$$

ou encore,

$$S = \frac{I \left(\frac{dR}{dT} \right)}{G + i\omega C - I^2 \left(\frac{dR}{dT} \right)} \quad (2.13)$$

En faisant intervenir le coefficient de température α ,

$$S = \frac{RI\alpha}{G + i\omega C - RI^2\alpha} \quad (2.14)$$

Dans le cas d'un bolomètre semiconducteur ($\alpha < 0$), l'augmentation de température du bolomètre provoque la baisse de R : la puissance due à la polarisation du thermomètre varie également. On définit alors une conductance effective G_e , différente de la conductance moyenne G_{th} du fait de cette contre-réaction thermique par : $G_e = G - RI^2\alpha$ (et donc

$G_e > G$ lorsque $\alpha < 0$). L'équation 2.14 devient :

$$S = \frac{RI\alpha}{G_e(1 + i\omega\tau_e)} \quad (2.15)$$

où $\tau_e = \frac{C}{G_e}$ est la constante de temps effective. L'équation de la réponse définit une courbe de type lorentzienne. Cette équation montre que la valeur de la conductance thermique doit être faible pour obtenir une grande valeur de S (mais rappelons qu'elle intervient aussi dans la constante de temps thermique du détecteur).

Une estimation de la réponse d'un bolomètre est généralement obtenue en étudiant ses performances pour différentes puissances électriques, en l'absence de puissance optique incidente. Pour cela, les courbes courant-tension ou $I(V)$ du thermomètre sont relevées et permettent de calculer $R = \frac{V}{I}$ et $Z = \frac{dV}{dI}$ (impédance dynamique). La réponse électrique est alors définie par ([Richards 94]) :

$$S_e = \frac{Z - R}{2RI} \quad (2.16)$$

Cette mesure permet d'obtenir une bonne estimation des performances du bolomètre, sans avoir à mettre en œuvre un système de caractérisation optique.

2.2.3.3 Bruits des Bolomètres

L'un des critères de performances d'un bolomètre est son rapport Signal/Bruit, critère essentiel dans tout procédé de détection. On emploie généralement en détection infrarouge, la figure de mérite dénotée NEP⁶ qui correspond au signal optique minimum détectable dans une bande de fréquence de 1Hz ($\frac{S}{N} = 1$). Plusieurs sources de bruits fondamentaux contribuent au NEP total et sont décrites par la suite.

Le bruit de photons.

Il provient des fluctuations quantiques du flux de photons incident sur le détecteur effectivement détectés. Il s'agit donc d'un bruit présent quelque soit le type de détecteur envisagé et est par conséquent une limitation ultime au processus de détection. On comprend alors que dans la conception de l'instrument "idéal", on cherchera à minimiser les bruits propres du détecteur en dessous de cette limite fondamentale.

⁶*Noise Equivalent Power*, Puissance équivalente au bruit. Le NEP total du détecteur est lié à son bruit (exprimé généralement en $V/\sqrt{\text{Hz}}$) et sa réponse (en V/W). Le NEP s'exprime donc en $W/\sqrt{\text{Hz}}$.

Les fluctuations du nombre de photons (bosons) par mode spatial et spectral s'écrivent (distribution statistique de Bose-Einstein) :

$$\langle (\Delta n)^2 \rangle = n + n^2 \quad (2.17)$$

Le premier terme du membre de droite correspond au fait que les photons qui arrivent sur le détecteur sont non corrélés et suivent ainsi une statistique de Poisson, dans laquelle la variance vaut n . Ce terme est dominant aux courtes longueurs d'onde (visible et proche infrarouge). Le deuxième terme (qui va contribuer à ce que l'on appelle généralement le bruit thermique) se rapporte aux battements entre champs électriques de fréquences différentes. On ne considère plus les photons comme étant statistiquement indépendants. Ils arrivent en groupe, interfèrent et produisent des fluctuations, donc du bruit (cf [Lamarre 86], [Richards 94]). Dans le cas d'un détecteur quadratique, le bruit est caractérisé par les fluctuations moyennes de puissance, soit $\langle (\Delta n)^2 \rangle h^2 \nu^2$ en $[W^2]$.

Le nombre de modes géométriques du faisceau vaut :

$$N = \frac{A\Omega}{\lambda^2} = \frac{A\Omega\nu^2}{c^2} \quad (2.18)$$

où $A\Omega$ est l'étendue de faisceau du système instrumental. Les fluctuations moyennes en puissance intégrées sur la bande optique $d\nu$ s'écrivent alors,

$$\langle (\Delta P)^2 \rangle = \int 2Nh^2\nu^2(n + n^2)d\nu \quad (2.19)$$

(le facteur 2 vient du fait que l'on considère une bande post-détection de 1 Hz pour le NEP, qui est obtenue avec un temps d'intégration de 0.5 s). En faisant intervenir la puissance optique, $P_{phot} = 2Nnh\nu$, l'expression de la variation de puissance par bande de fréquence B [Hz] s'écrit (c'est l'expression de NEP_{phot}^2) :

$$\frac{P^2}{B} = NEP_{phot}^2 = 2 \int P_{phot} h\nu d\nu + \int \frac{P_{phot}^2 c^2}{A\Omega\nu^2} d\nu \quad (2.20)$$

Le premier terme du membre de droite domine dans le domaine infrarouge, le deuxième terme dans le domaine radio. Pour les longueurs d'onde qui nous concernent, les deux termes doivent donc être considérés.

En pratique, et dans le cas de l'approximation Rayleigh-Jeans, l'expression utilisée est

généralement écrite sous la forme (expression utilisée pour la suite) :

$$NEP_{phot} = [2P_{phot} (h\nu + \eta\epsilon kT)]^{1/2} \quad (2.21)$$

où

$$P_{phot} = (\alpha\epsilon t)A\Omega \frac{2kT\nu^3}{c^2} \quad (2.22)$$

avec ϵ l'émissivité de la source, t , le coefficient de transmission optique de l'instrument et η la transmission optique du système.

Dans le domaine infrarouge, et par extension dans le (sub)-millimétrique, le terme généralement employé lorsqu'un détecteur atteint ce niveau de bruit limite est *BLIP*, pour *Background Limited Infrared Photodetection*.

Le bruit Johnson

Ce bruit (blanc) est toujours associé à une résistance électrique et est lié au mouvement brownien des électrons (agitation thermique) en son sein.

$$NEP_{Johnson} = \frac{\sqrt{4kTR}}{S} \quad (2.23)$$

où S est la valeur de la réponse [$V W^{-1}$]. Cette expression peut être ajustée pour tenir compte de la présence de la résistance de polarisation R_l qui est utilisée généralement en série avec la résistance bolométrique pour maintenir un courant quasi constant pour la mesure de la résistance bolométrique R_b .

$$NEP_{Johnson} = \frac{\sqrt{4kT_b R_b}}{S} \left(\frac{R_l}{R_b + R_l} \right) \quad (2.24)$$

Le Bruit de phonons

Ce bruit thermique, appelé quelquefois bruit de conduction thermique est dû aux fluctuations du nombre de phonons à travers la fuite thermique qui relie l'absorbant à la source froide. Il s'agit d'un bruit blanc, et le NEP associé s'écrit :

$$NEP_{phonon} = \sqrt{4kT^2 G} \quad (2.25)$$

Cette expression est valable dans le cas d'un bolomètre à l'équilibre thermique (T correspond à la température de la partie absorbante et $G = \frac{dP}{dT}$). En pratique, du fait de la dépendance en température de la conductance thermique, il a été montré que cette

expression surestimait d'environ 30% le NEP_{phonon} réel ([Richards 94], [Mather 82]).

Le bruit de lecture

Ce terme est dû aux composants qui constituent le où les étages d'amplification. Si e_{lect} est la densité spectrale de bruit du circuit de lecture exprimée en $[V \text{ Hz}^{-1/2}]$, le NEP_{elect} est défini par :

$$NEP_{elect} = \frac{e_{lect}}{S} \quad (2.26)$$

Autres sources de bruit

Un bruit présent dans bon nombre de systèmes de détection et particulièrement dans les bolomètres de type résistif est le bruit en $1/f$. Il n'existe pas de théorie générale décrivant ce phénomène. Plusieurs travaux ont montré néanmoins que dans le cas de la conduction par saut entre impuretés (matériaux désordonnés), l'origine du bruit peut provenir de la distribution spatiale aléatoire des impuretés et du piègeage temporaire des électrons de conduction sur ces sites [Buzzi 99].

Les fluctuations de température du système cryogénique sont également une source de bruit basse fréquence. En général, les cryoréfrigérateurs ^3He utilisés dans nos expérimentations sont stables (variation de la température de moins d'1% sur une heure).

Il existe d'autres perturbations qui proviennent de l'environnement du système de mesure, comme le bruit de courant par exemple, dû aux éventuels contacts de mauvaise qualité dans le circuit de lecture (*shot noise*).

Les vibrations provenant des pompes utilisées en cryogénie peuvent être une source de bruit microphonique. Cela se traduit alors par une variation de capacité électrique au sein du détecteur et par des fluctuations en tension.

L'environnement électromagnétique extérieur peut également produire des perturbations dans les mesures (utilisation de filtres RF pour y remédier). Une dernière source de bruit qui sera à prendre en compte dans les prochaines générations d'instruments et notamment dans notre concept est l'éventuel bruit ramené par le système de multiplexage.

2.3 Etat de l'Art des Bolomètres

2.3.1 Les Bolomètres Résistifs

Dans les années 60, pour la première fois des semiconducteurs sont utilisés pour réaliser les thermomètres de certains bolomètres pour la détection en infrarouge. F. Low, en 1961,

a utilisé un cristal de germanium dopé gallium, recouvert de peinture noire absorbante, obtenant un NEP de $5.10^{-13} \text{ W Hz}^{-1/2}$ à 2K [Low 61]. Ce concept possède de sérieuses limitations lorsqu'il est appliqué au domaine millimétrique. En effet, pour respecter le critère de la limite de diffraction ($A\Omega \approx \lambda^2$), la taille du détecteur doit être proche de la longueur d'onde qui est mesurée. Dans le dispositif préconisé par Low, cela est difficilement envisageable du fait de la trop grande capacité calorifique qui en découlerait. Une nouvelle approche a consisté à découpler la fonction absorption du rayonnement de la fonction thermométrie et à optimiser indépendamment les deux fonctions (bolomètres dits composites, voir [Coron 76]). De nouveaux types d'absorbants, de capacité calorifique plus faible, ont ainsi été utilisés, tels que les métaux en couches minces déposés sur des substrats cristallins comme le saphir, le diamant ou le silicium (voir par exemple [Clarke 74]).

Dans les années 80, E. Haller du laboratoire LBL à Berkeley ([Haller 85]), a mis au point un thermomètre de germanium dopé par bombardement de neutrons (NTD-Ge). Lorsqu'un cristal de germanium est soumis à un flux de neutrons, des isotopes instables du Ge sont produits et se désintègrent en divers éléments (Ga et As notamment) qui se présentent alors comme des dopants dans le matériau (voir le paragraphe 2.4.2.2 sur la conduction électrique dans les semiconducteurs à basse température). L'avantage de cette méthode est la grande homogénéité de distribution des dopants au sein du cristal. Ce matériau, largement utilisé dans plusieurs instruments (SCUBA, MAMBO, SPIRE, Planck HFI, LABOCA par exemple) a permis d'effectuer une grande avancée dans le domaine de la détection bolométrique grâce à une relativement faible capacité calorifique, un faible niveau de bruit (notamment en $1/f$) et une très grande reproductibilité (des NEP de l'ordre de $10^{-16} \text{ W Hz}^{-1/2}$ ont pour la première fois été obtenus à 0.3 K (cf. [Alsop 92])).

Depuis le milieu des années 90, un très grand nombre de bolomètres de type composite utilisent une technologie innovante inventée par J. Bock et ses collaborateurs (JPL et Caltech), les *spider web* (cf. [Bock 95], [Mauskopf 97], [Turner 01]). Chaque pixel comprend une structure réalisée en Si_3N_4 et gravée en forme de toile d'araignée sur laquelle est déposé un absorbant métallique (bismuth ou or^7) ainsi qu'un thermomètre NTD-Ge (voir les figures 2.4 et 2.5). La taille moyenne des motifs qui constituent la grille est très

⁷Pour les métaux difficiles à graver, on utilise la technique dite de *lift-off*. Un masque photorésine est déposé sur les parties où le métal n'est pas désiré. Ensuite le film métallique est déposé sur l'ensemble de la surface. Un solvant permet alors de retirer la résine ce qui laisse le métal uniquement sur les zones sans résine.

inférieure à la longueur d’onde, par conséquent son comportement vis à vis de l’interaction du rayonnement incident est semblable à celui d’une surface plane métallisée. Les avantages d’une telle structure sont sa faible masse, donc une faible capacité calorifique ainsi qu’une faible interaction avec les particules cosmiques (petite section efficace).

Le plus souvent, pour obtenir de bonnes performances, ces bolomètres sont associés à des transistors JFET pour la pré-amplification du signal⁸ (voir figure 2.6 pour le schéma classique du circuit de lecture d’un bolomètre résistif). Les NEP obtenus avec ce type de bolomètres sont de $1.5 \times 10^{-17} \text{ W Hz}^{-1/2}$ à 300 mK et $1.5 \times 10^{-18} \text{ W Hz}^{-1/2}$ à 100 mK (avec des constantes de temps respectivement de 100 ms et 65 ms) [Lange 96] et [Griffin 00].

Les résultats obtenus par la solution *spider web* - thermomètre NTD-Ge ont permis de prouver l’efficacité d’une telle technologie pour la première génération de caméras (sub)-millimétriques. Néanmoins, pour la conception de grands plans focaux (> 1000 pixels) la solution consistant à venir coller ou presser les thermomètres manuellement sur la membrane apparaît comme rédhibitoire ou tout du moins mal adaptée. C’est pour palier à cette limitation que la conception de bolomètres de type monolithiques a été explorée. Les premiers développements ont été menés par Downey qui a élaboré en 84 un bolomètre “tout silicium” [Downey 84]. Des techniques de micro-usinage silicium ont été utilisées pour créer une structure suspendue par des poutres de silicium qui permettent de contrôler la fuite thermique vers le substrat. Le thermomètre est directement implanté dans la structure centrale (Si:Pb:B), et l’absorbant est du bismuth déposé en couche mince sur le silicium. Ce dispositif a été repris par le groupe de H. Moseley au GSFC pour le projet SHARC (voir figure 2.7).

L’avantage de cette technologie est qu’elle permet d’envisager la réalisation d’un grand nombre de pixels, de façon collective, garantissant des propriétés électro-thermiques identiques pour une même série de fabrication. Cette piste est celle qu’a choisie le CEA, comme d’autres laboratoires par la suite, pour le développement de grandes matrices de bolomètres submillimétriques.

⁸En fait il s’agit plutôt d’étages de suiveurs qui servent à l’adaptation d’impédance pour transmettre le signal vers d’autres étages d’amplification. La température minimale de fonctionnement des JFET est de l’ordre de 80K (optimale vers 120K).

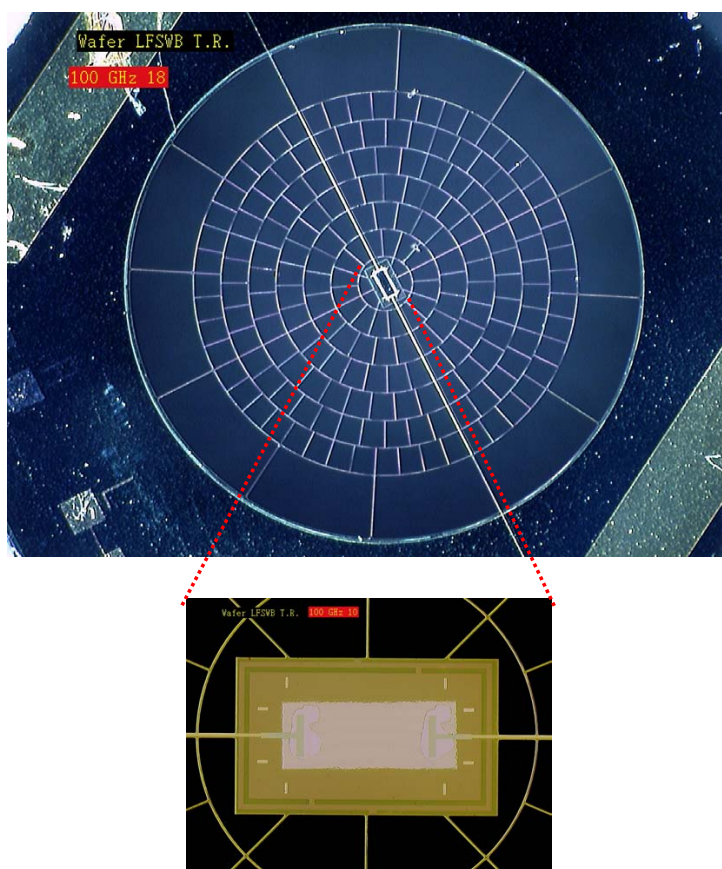


FIG. 2.4 – Photo d'un bolomètre de type *spider web* à 100 GHz développé pour Planck. Le matériau absorbant est de l'or (couche de ~ 12 nm) déposé sur la membrane de Si_3N_4 par *lift-off*. Le diamètre de l'absorbant est de 4.5 mm. Le thermomètre est de type NTD Ge (aggrandissement) et est rapporté sur l'absorbant par hybridation par bille d'indium (d'après [Yun 03]).

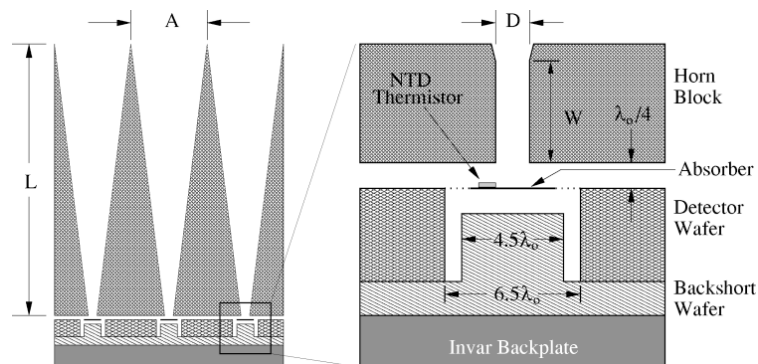


FIG. 2.5 – Représentation des pixels bolométriques développés pour SPIRE par le JPL (le schéma n'est pas à l'échelle). La membrane *spider web* est placée dans une cavité de hauteur $\lambda/4$. Pour le photomètre, λ_0 va de 250 à 517 μm , L de 23 à 46 mm et A de 2.4 à 4.9 mm (d'après [Chattopadhyay 03]).

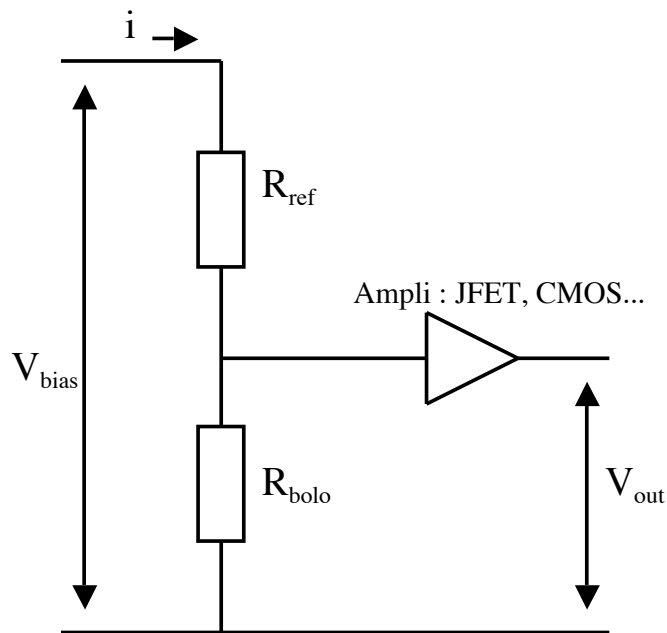


FIG. 2.6 – Schéma électrique classique d'un circuit de lecture d'un bolomètre de type résistif.

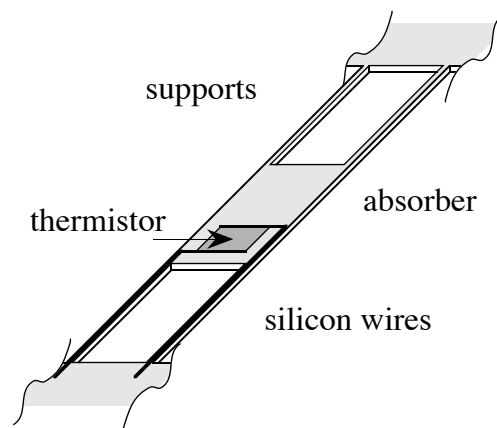


FIG. 2.7 – Représentation d'un pixel bolométrique de type monolithique réalisé en silicium (l'absorbant est du bismuth), pour le projet SHARC 1. La partie centrale mesure 2×1 mm, l'épaisseur étant de $12 \mu\text{m}$ (d'après [Benford 99]).

2.3.2 Les Bolomètres de type TES

Les métaux supraconducteurs sont de plus en plus étudiés dans le domaine des bolomètres (sub)-millimétriques pour remplacer les traditionnels thermomètres résistifs semiconducteurs (voir par exemple [Clarke 77], [Lee 98]). Un tel matériau voit sa résistance électrique chuter fortement lorsque sa température est abaissée en dessous d'une certaine valeur critique (voir la figure 2.8 a).

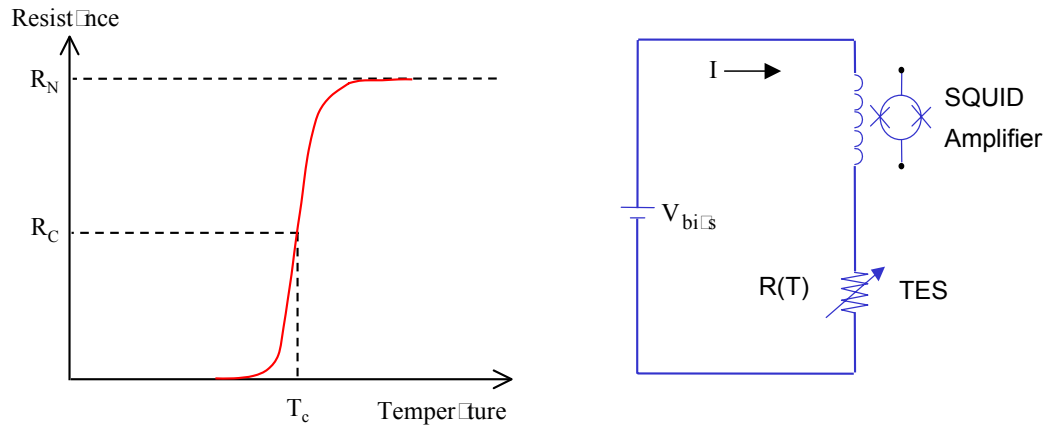


FIG. 2.8 – (a) Caractéristique Résistance / Température typique d'un matériau supraconducteur. (b) Circuit de lecture associé au bolomètre TES, utilisant un SQUID.

Un bolomètre qui utilise un thermomètre supraconducteur (on parle alors de bolomètre TES) a donc une sensibilité très importante autour de la zone de transition entre l'état normal et l'état supraconducteur (α allant de 50 à 2000). A première vue, ce type de détecteur n'est pas adapté pour la réalisation de bolomètres équipant les télescopes au sol, du fait de la très grande variation de puissance optique incidente sur le détecteur (le TES peut éventuellement passer dans le mode résistif, et donc présenter un α très petit).

Un moyen de contourner cette limitation est d'utiliser l'effet de la contre-réaction électro-thermique *forte* (*strong electrothermal feedback* en anglais cf. [Lee 96]). Si le système est polarisé en tension (constante), une élévation de la puissance de fond provoque une augmentation de la valeur de la résistance du TES R (et une diminution du courant de lecture). La puissance Joule donnée par $P_J = V^2/R$ diminue. La puissance totale ($P_{\text{phot.}} + P_J$) varie alors très peu, tout comme la température du bolomètre. Cette contre-réaction a l'avantage de diminuer fortement la constante de temps du système, ainsi que

le bruit Johnson⁹.

Les variations de courant résultant des petites variations de résistance (l'impédance typique des TES est de quelques $\text{m}\Omega$) sont lues par un transistor de type SQUID (voir la revue de K. Irwin [Irwin 02]). Ces transistors ont l'avantage de pouvoir être utilisés à de très basses températures avec une dissipation thermique négligeable et sont très peu bruyants.

Les résultats obtenus par plusieurs groupes sont encourageants (NEP de l'ordre de $1 \times 10^{-17} \text{ W Hz}^{-1/2}$, $\tau \approx 10 \text{ ms}$ à 300 mK [Lee 97]), d'autant plus que leur conception est tout à fait compatible avec les techniques de fabrication collective (voir figure 2.11). Les points durs actuels restent la suppression du bruit en $1/f$, le blindage magnétique des SQUIDS, l'adaptation aux conditions de fort *background* et le multiplexage. Sur ce dernier point, le groupe de Berkeley propose une technique de multiplexage fréquentiel (*Frequency domain multiplexing*, cf. [Lanting 03]) dans laquelle chaque bolomètre est polarisé en tension à une fréquence donnée. Les signaux sont ensuite sommés à l'entrée d'un SQUID, transmis puis démultiplexés par l'électronique chaude.

Les figures suivantes présentent divers travaux dans le domaine des TES. La figure 2.13 notamment présente un concept de plan focal de bolomètres de type TES couplés avec des antennes. Ce type d'absorption est notamment développé pour la détection de la polarisation du CMB.

⁹Néanmoins, cette contre-réaction trouve ses limites dans le cas de très grandes variations de puissance incidente, et certains groupes envisagent l'implantation sur un même pixel de deux matériaux supraconducteurs ayant des transitions à des températures différentes, de manière à couvrir une grande gamme de puissance incidente (cf. [Griffin 00]).

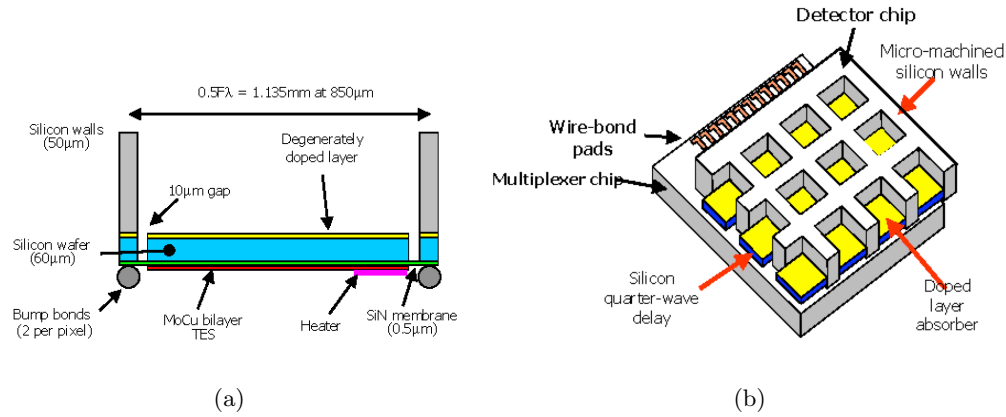


FIG. 2.9 – (a) Représentation du concept de pixel bolométrique à TES (Mo-Cu) pour SCUBA 2. (b) Le plan focal, concept semblable à celui proposé par le CEA, contiendra 5120 pixels à $450\ \mu\text{m}$ et autant à $850\ \mu\text{m}$ (4 matrices de 32×40 pixels), d'après [Duncan 03].

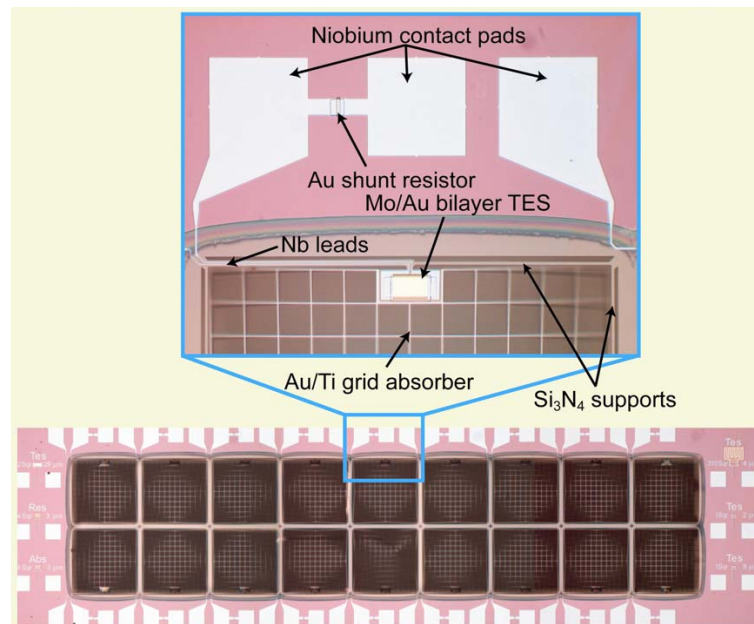


FIG. 2.10 – Prototype de matrice de bolomètres TES développé au JPL [Dowell 03b].

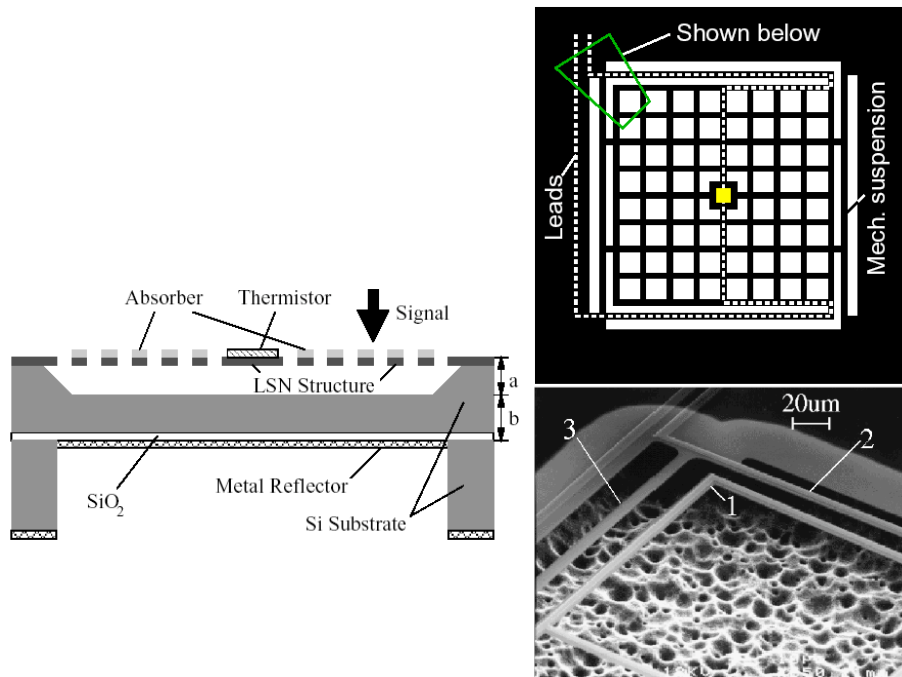


FIG. 2.11 – Développement de matrices de bolomètres TES à Berkeley. Un prototype de structure mécanique 32×32 pixels a été conçu [Gildemeister 00].

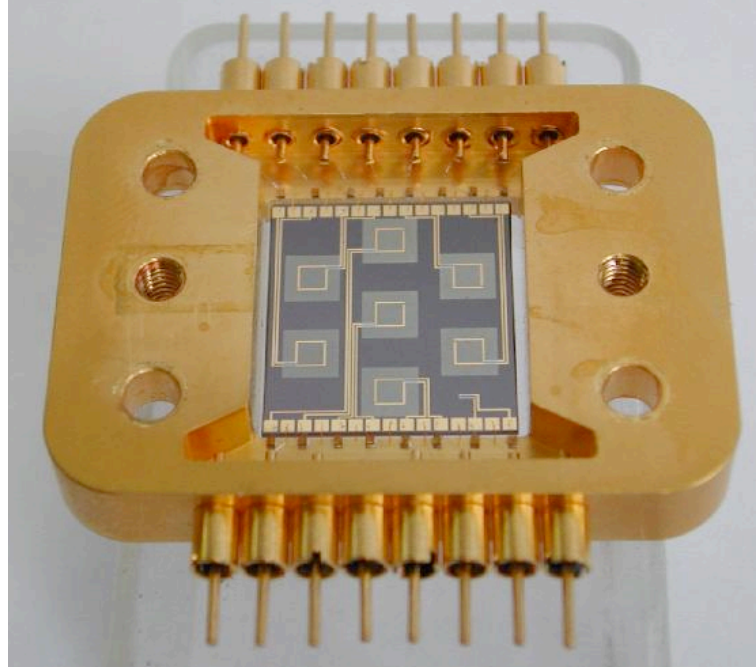


FIG. 2.12 – Prototype de bolomètres TES développés par le MPIfR, l'Université de Bochum et l'IPHT en Allemagne (matériau bi-couches de molybdène / palladium-or), d'après [May 03].

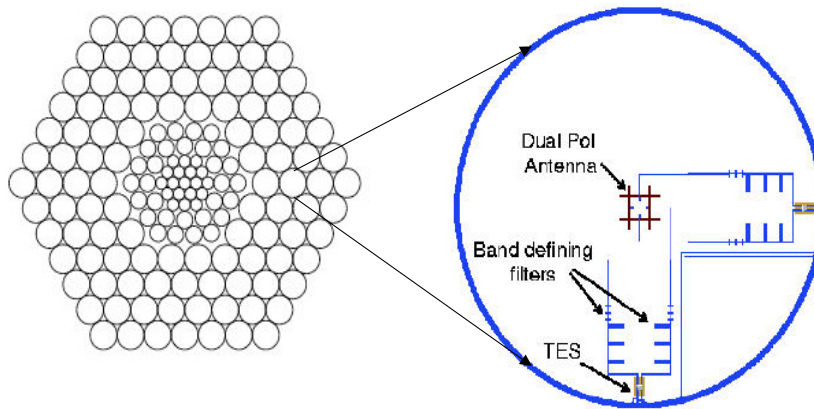


FIG. 2.13 – Concept de plan focal pour l'expérience de détection de polarisation du CMB Polarbear conçu par le groupe cosmologie de l'Université de Berkeley. Dans un premier temps, 300 bolomètres TES à antennes seront répartis sur 3 bandes, 150, 250 et 350 GHz. 3000 bolomètres sont prévus pour la suite [Richards 03].

2.4 Les Matrices de Bolomètres du CEA

2.4.1 Le Contexte

Au début des années 90, avec l'amélioration remarquable des techniques de détection submillimétrique, un projet ambitieux d'observatoire spatial européen en infrarouge lointain - submillimétrique est envisagé. En 1995, le CEA (le LETI/LIR et le DAPNIA/SAP¹⁰), fort de son expérience dans le développement d'instrumentation spatiale infrarouge¹¹, débute l'étude d'un concept de matrice de bolomètres pouvant satisfaire les besoins de cette future mission de l'ESA¹², le satellite Herschel (anciennement FIRST) [Pilbratt 01].

L'objectif était de proposer un plan focal comprenant un grand nombre de pixels pour couvrir un champ de vue important avec un échantillonnage instantané de l'image au critère de Rayleigh. Ces spécifications impliquent une fabrication collective des détecteurs, l'abandon du système d'absorption par cônes de Winston, ainsi que l'utilisation de techniques de multiplexage. Le LETI possédait alors diverses technologies qui pouvaient être mises en commun pour une telle réalisation. Ainsi, la maîtrise de procédés de micro-usinage silicium a permis d'envisager la réalisation de grilles de type *spider web* disposées de manière cartésienne (comme un capteur CCD optique). Les codes de calcul utilisés pour modéliser l'absorption étaient issus de technologies militaires et venaient de passer dans le domaine public. L'aspect thermométrique bénéficiait de travaux plus anciens sur les propriétés des matériaux Si:P:B à basse température. Enfin, les techniques de multiplexage développées pour ISOCAM à base de transistors CMOS ont également été appliquées au problème.

En 2000, le concept proposé par le CEA fut retenu pour équiper les deux plans focaux de l'instrument PACS du futur satellite Herschel. Cet observatoire sera lancé en 2007 par une Ariane V et placé en orbite au point L2. Il aura une durée de vie de trois ans et demi (limitée par la quantité d'hélium liquide embarquée). Il sera équipé d'un miroir primaire de 3,5 m de diamètre (le plus grand à être envoyé dans l'espace au moment du lancement) refroidi passivement à 80 K et de trois instruments (HIFI, SPIRE et PACS). PACS est un spectro-photomètre adapté à la gamme 60 - 210 μm (cf. [Poglitsch 01]). Le CEA est

¹⁰LETI : Laboratoire d'Electronique de Technologie et d'Instrumentation, LIR : Laboratoire InfraRouge à Grenoble, DAPNIA : Département d'Astrophysique, de physique de Particules, de physique Nucléaire et de l'Instrumentation Associée, SAP : Service d'AstroPhysique.

¹¹Développement de la caméra et des détecteurs photoconducteurs Si:Ga d'ISOCAM, [Cesarsky 96].

¹²European Space Agency

responsable de la partie photomètre (détecteurs, mécanique, électronique et cryogénie). Deux plans focaux vont se partager la bande spectrale : le “bleu” optimisé pour la bande (60 - 130) μm (2048 pixels, champ de vue de $1.75' \times 3.5'$) et le “rouge” pour la bande (130 - 210) μm (512 pixels, champ de vue identique au précédent).

2.4.2 Le Pixel et la Matrice

2.4.2.1 Description Générale

Le concept du bolomètre du CEA est présenté sur la figure 2.14 [Agnese 03]. Le pas d’un pixel est de 750 μm (le mur inter-pixel en silicium a une épaisseur de 70 μm). Chaque pixel possède une grille de silicium de 5 μm d’épaisseur réalisée par des techniques de micro-usinage. Elle supporte l’élément thermométrique implanté en son centre, ainsi que le métal absorbant (TiN ou WN) déposé en couche mince. Cette grille est suspendue par des poutres en silicium qui font également office de fuite thermique entre la grille et la structure en silicium maintenue à 300 mK. Cette structure ajourée est fonctionnellement comparable aux *spider webs* du JPL.

Le thermomètre est de type résistif (silicium dopé phosphore et bore, voir paragraphe suivant) de très haute impédance, quelques $\text{G}\Omega$. Des techniques d’hybridation par billes d’indium permettent de former une cavité quart d’onde dans laquelle le fond est recouvert d’un métal réflecteur (Or). Le principe de l’absorption de l’onde est décrit dans le paragraphe 2.4.2.3. Ces billes d’indium assurent également la conduction électrique entre la grille et le substrat contenant le circuit de lecture.

Diverses difficultés technologiques sont apparues lors des premières fabrications de matrices du fait des faibles épaisseurs de Silicium mises en jeu et de l’utilisation de plusieurs filières technologiques telles que la microélectronique, la micro technologie de surface et la microconnectique.

Une matrice PACS est composée de 16×16 pixels actifs et 16×2 pixels aveugles (voir la figure 2.16).

2.4.2.2 Thermométrie à Basse Température

Comme on l’a vu précédemment, dans le (sub)-millimétrique les énergies des photons individuels reçus ne sont pas assez élevées pour permettre aux électrons des traditionnels matériaux photoconducteurs de passer dans la bande de conduction, d’où le recours aux

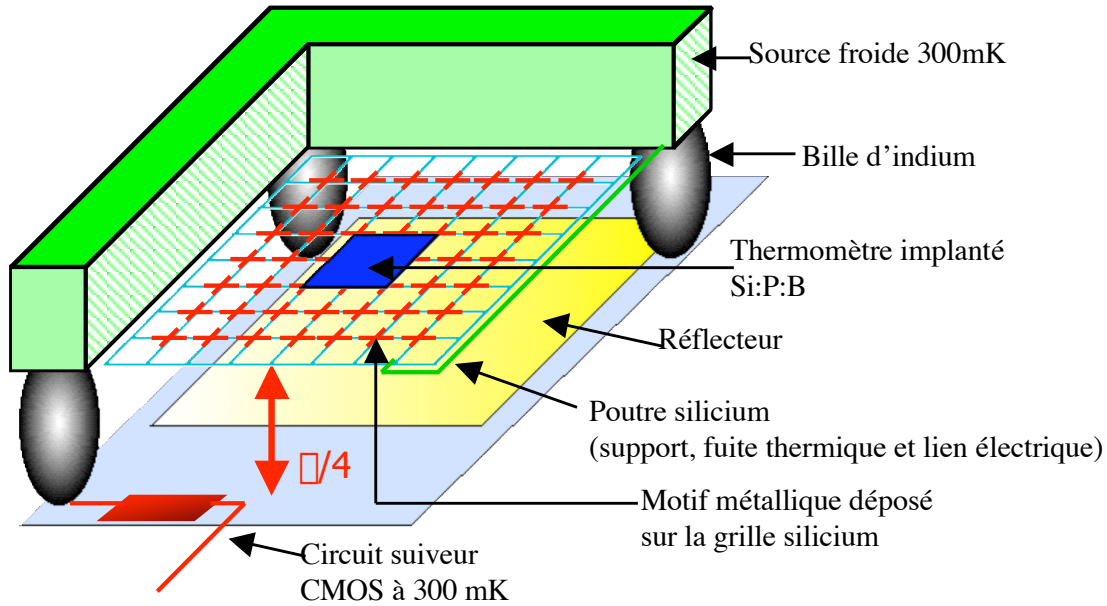


FIG. 2.14 – Le schéma d'un bolomètre développé pour l'instrument PACS. Un absorbant métallique (TiN, WN) est déposé sur une grille en silicium placée à $\lambda/4$ d'un réflecteur (en Or). La cavité est réalisée par des billes d'indium, qui transmettent également le signal électrique du thermomètre (Si:P:B) au circuit de lecture situé sur la partie inférieure. Le mur interpixel mesure $70\ \mu\text{m}$ d'épaisseur.

bolomètres.

Les théorie de la conduction électrique des matériaux pouvant être utilisés comme thermomètres dans les bolomètres à basses températures a été étudiée par de nombreux auteurs (voir par exemple [Mott 56], [Anderson 58]). Ce dernier a étudié la transition métal-isolant dans les semiconducteurs en considérant un système désordonné (réseau non régulier, présentant des défauts, se traduisant par des fluctuations de niveaux d'énergie). Même à très basse température, ces matériaux peuvent conduire par activation thermique (interaction électron-phonon). Dans le cas de matériaux faiblement dopés le mode de conduction principal est la conduction par sauts entre impuretés ou "*hopping*" (cf. [Shklovskii 84], [Buzzi 99]).

C'est ce type de conduction qui intervient dans le matériau utilisé dans nos bolomètres, le silicium mono-cristallin implanté phosphore et bore. Ce choix s'explique par le fait que d'une part cette technologie est tout à fait compatible avec la filière silicium classique (bien maîtrisée au LETI) et d'autre part que ce matériau présente une très faible capacité

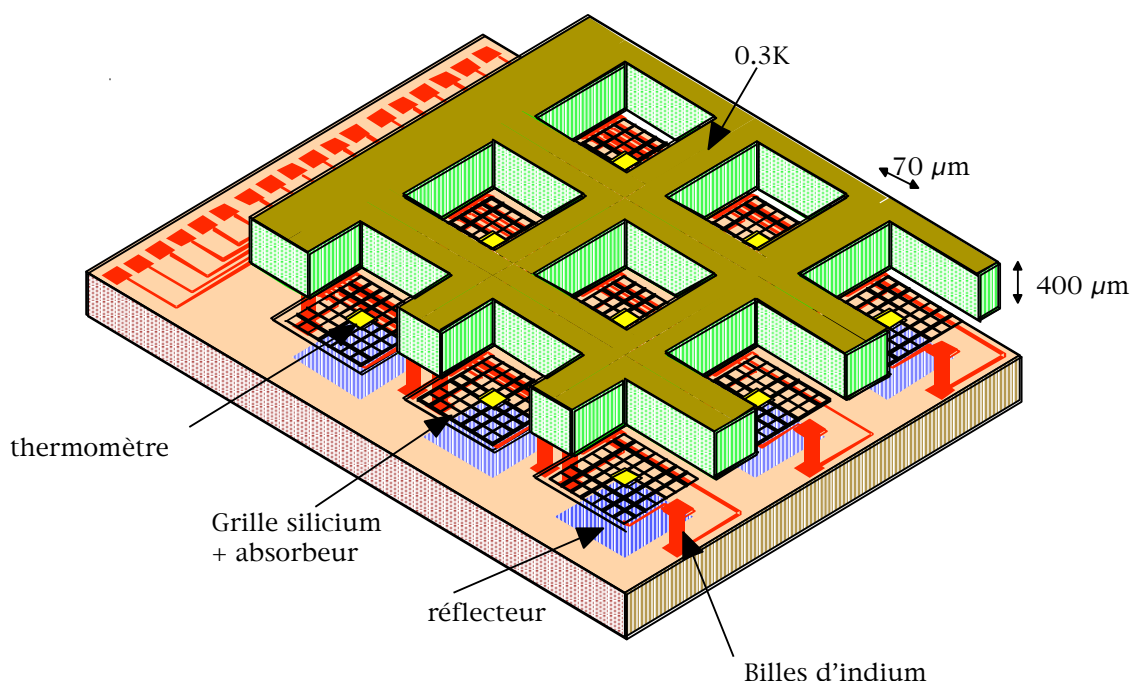


FIG. 2.15 – Représentation d’une matrice PACS. Le circuit de lecture est implanté sous chaque pixel (suiveur MOS et multiplexeur). Les signaux sont transportés vers un deuxième étage d’amplification à 2K via des conducteurs “flex” en kapton possédant une faible conductance thermique.

calorifique à 300 mK.

Les atomes de phosphore ont des niveaux d’énergie proches des nombreux niveaux de la bande de conduction dans le silicium. Les sauts ont lieu entre les atomes de phosphore neutres et les atomes de phosphore ionisés.

Pour que des atomes de phosphore existent à l’état ionisé, il est nécessaire de doper le matériau avec des atomes de bore, qui ionisent une fraction des donneurs, il s’agit du procédé de compensation¹³ (voir figure 2.17).

Si les concentrations en phosphore et bore sont respectivement N_d et N_a , le phénomène de saut produit une conduction électrique optimale pour un facteur $K = N_a/N_d = 50\%$. A basse température, N_a donneurs sont ionisés par N_a accepteurs (grâce à la compensation). Les $(N_d - N_a)$ donneurs neutres restants peuvent alors céder l’un de leur électron à l’un des N_a donneurs ionisés pour assurer la conduction électrique.

¹³le phosphore étant un atome pentavalent, il peut céder un électron au bore qui n’en a que trois sur sa couche externe.

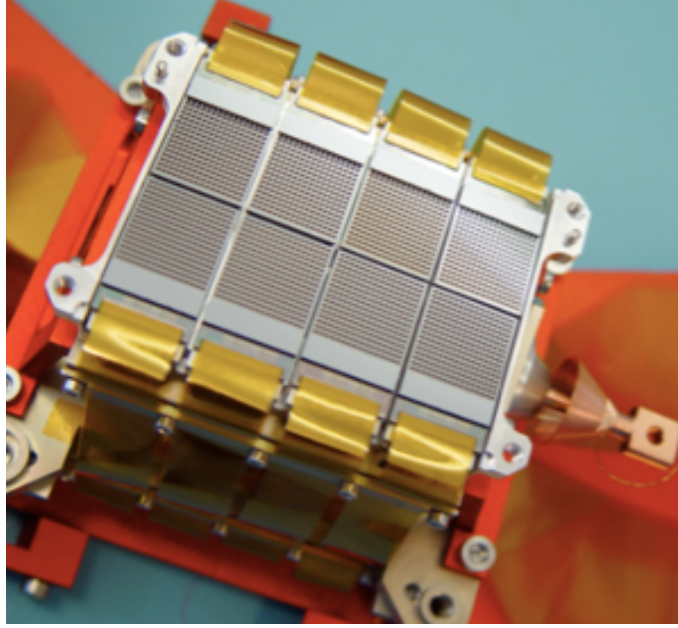


FIG. 2.16 – Photo du plan focal “bleu” de PACS contenant 8 matrices de 256 pixels (plus 32 pixels aveugles).

Différents modèles ont été proposés de façon à trouver la relation macroscopique *résistance - température* en fonction des propriétés microscopiques. Le modèle de saut à portée variable (*Variable Range Hopping, VRH*) élaboré par Mott, considère que la longueur de saut entre sites augmente lorsque la température diminue. Efros et Shklovskii proposent une extension de ce modèle pour les très basses températures en faisant intervenir la notion de gap coulombien (cf. [Buzzi 99]). L’expression de la résistivité est alors :

$$\rho = \rho_0 \exp \left[\left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \right] \quad (2.27)$$

T_0 et R_0 sont des paramètres liés au matériau, T_0 dépend notamment de la compensation K .

En pratique ces modèles théoriques expliquent les grandes lignes des comportements des matériaux à basse température. De façon à établir un modèle quantitatif appliqué au cas précis du matériau Si:P:B (pour notamment étudier l’influence du dopage et du facteur K), P. Agnès et C. Buzzi du LETI/LIR ont réalisé des simulations numériques

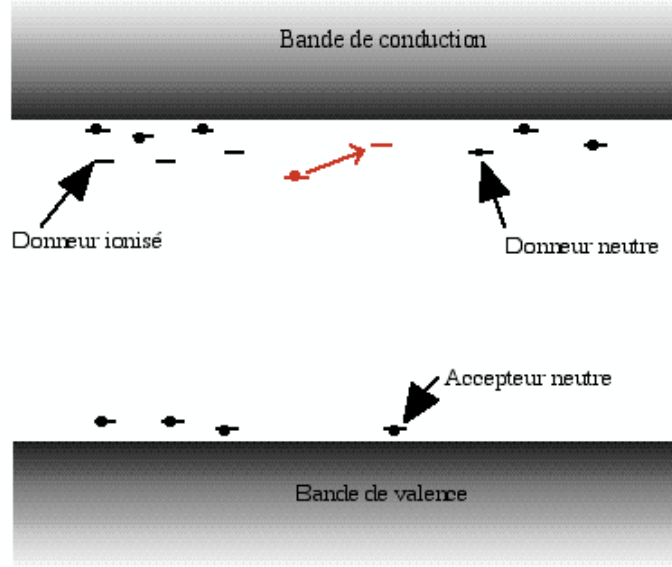


FIG. 2.17 – Principe de la conduction par saut entre impuretés P (saut représenté en rouge), d'après [Buzzi 99].

utilisant les techniques de percolation¹⁴. Les résultats ont montré que le comportement de la résistivité en fonction de paramètres de dopage et de compensation était en accord avec la loi d'Efros classique (l'exposant de l'exponentielle est très proche de 1/2). Ils ont de plus montré que l'effet de champ électrique¹⁵ était conforme à l'équation d'Efros modifiée :

$$R = R_0 \exp \left(\sqrt{\frac{T_0}{T}} \right) \exp \left(-\frac{qL_{(T)}E}{kT} \right) \quad (2.28)$$

E est le champ électrique appliqué,

k est la constante de Boltzmann,

$L_{(T)}$ est la longueur de saut.

Cette expression est celle qui sera utilisée par la suite pour les simulations numériques. La figure 2.18 (b) montre le détail d'un thermomètre implanté sur la grille du bolomètre.

¹⁴La percolation est une théorie qui permet, d'une manière statistique, de décrire la façon dont se crée un chemin entre des éléments placés de façon aléatoire dans un système. Elle est utilisée entre autres pour décrire des phénomènes d'écoulement de liquide dans un milieu poreux, ou pour la vulcanisation d'un polymère. Le seuil de percolation est un paramètre essentiel, qui marque la limite entre un régime de propagation et un régime isolant.

¹⁵La loi d'Efros telle que définie par l'expression 2.27 est établie dans l'hypothèse des champs électriques faibles. En pratique, comme on cherche à mesurer une résistance, une tension électrique est appliquée au matériau qui tend à modifier la dépendance $R(T)$.

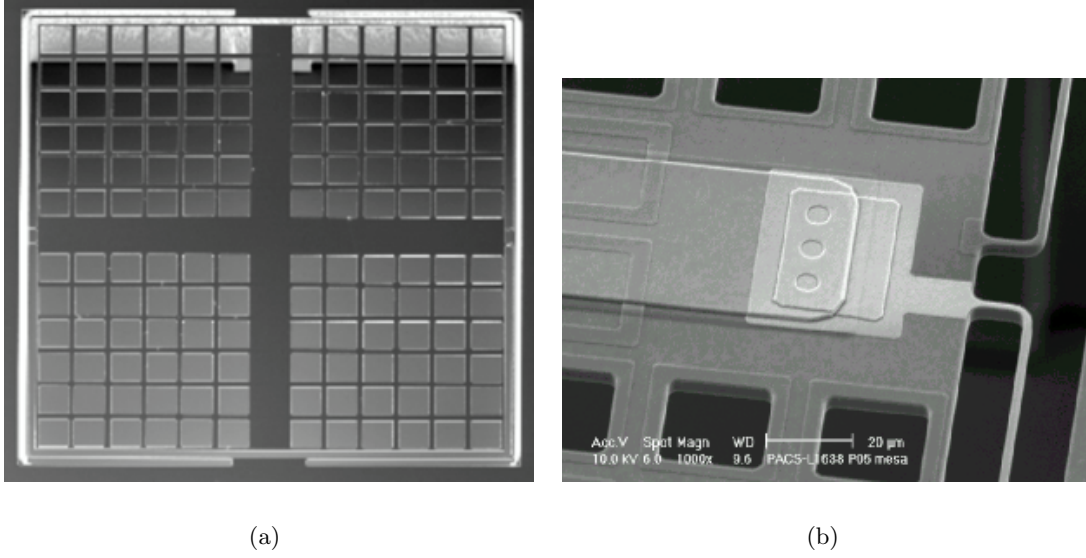


FIG. 2.18 – (a) Photo d’un pixel PACS (grille silicium et thermomètre implanté dans la partie centrale). (b) Détail du thermomètre et notamment de la piste électrique sur l’une des deux poutres de silicium. Le thermomètre est “surlevé” par rapport au plan de la grille (technologie Mesa). Il est en fait séparé de la grille par une couche d’oxyde, ce qui permet d’avoir une implantation uniforme des dopants dans l’ensemble du thermomètre et donc des paramètres de conduction électrique très proches de ce qu’annonce la théorie. Les motifs périodiques carrés sont des dépôts de TiN qui permettent l’absorption du rayonnement.

2.4.2.3 Absorption du Rayonnement - Cavité Quart d’Onde

Dans le cas des bolomètres du CEA, l’absorption du rayonnement est réalisée par un film métallique déposé sous les grilles de silicium¹⁶. Afin d’expliquer le phénomène d’absorption, on considère la propagation d’une onde électromagnétique dans un gaz d’électrons dans le cas du modèle de Drude ( lectrons libres de densité N par unité de volume) [Quere 98]. Un matériau est notamment caractérisé par sa fréquence de plasmon, ω_p , qui est la fréquence naturelle des oscillations des électrons libres,

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Nq^2}{\epsilon_0 m}} \quad (2.29)$$

où m est la masse de l’électron, q sa charge électrique et ϵ_0 la constante di electrique du vide. L’onde incidente est de la forme $E = E_0 e^{i\omega t}$, où ω est la fréquence de l’onde

¹⁶Le silicium, d’indice 3.4 est transparent au rayonnement (sub)-millimétrique.

électromagnétique. Les propriétés optiques du matériau caractérisées par sa constante diélectrique ϵ , dépendent de la fréquence de ce champ incident :

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.30)$$

ϵ est donc positif ou négatif suivant les valeurs de ω . Cela détermine si le matériau est transparent ou au contraire opaque au rayonnement. Lorsque ϵ est négatif, le matériau possède un indice de réfraction complexe car $\epsilon = n^2$ soit $\tilde{n} = n_0 + in_1$. La partie imaginaire correspond à l'amortissement de l'onde incidente dans le matériau et donc à son absorption. Le domaine d'absorption est également défini par la conductivité électrique du matériau,

$$\sigma(\omega) = \frac{Ne\tau^2}{m} \left(1 + \frac{1}{1 - i\omega\tau} \right) \quad (2.31)$$

où τ est le temps de retour à l'équilibre de la fonction de distribution des électrons après une perturbation. Lorsque σ est réel, il définit le régime purement résistif et si $\omega_p \ll \frac{1}{\tau}$, le milieu est dit résistif dilué et absorbe le rayonnement. La conductivité permet de choisir le matériau afin qu'il soit adapté en impédance au vide, pour ne pas produire de réflexions parasites. Pour cela on utilise la notion de résistance par carré, indépendante de toute dimension et $R_{/\square} = \frac{\rho}{d} = \frac{1}{\sigma d} = 377\Omega_{/\square}$ (impédance du vide) est la valeur que doit avoir un matériau pour être adapté en impédance.

Pour la conception du bolomètre du CEA, le choix du métal absorbant s'est porté sur le TiN (ou le WN également), métal qui présente les caractéristiques adéquates en conductivité et compatible avec la technologie de fabrication. Le métal est déposé sous les grilles, à une distance $\lambda/4$ du réflecteur en or, soit à 20 μm dans la configuration PACS "bleue" (25 μm pour le plan focal "rouge"). La composante électrique du champ électromagnétique réfléchi par l'or est en opposition de phase par rapport à la composante incidente.

En effet dans le cas d'une réflexion métallique, pour que la composante tangentielle du champ électrique soit nulle en surface du métal, les électrons situés dans cette zone créent un champ de même amplitude en opposition de phase par rapport au champ incident. Il s'établit une onde stationnaire dans cette cavité. Un ventre de champ électrique apparaît sur la grille qui a été placée à $\lambda/4$ par l'intermédiaire de billes d'indium. Le rayonnement se trouve à cet endroit uniquement sous la forme du champ électrique, la composante magnétique étant réfléchi sans déphasage, elle présente un nœud à cet endroit. L'onde est

efficacement absorbée par le métal, on parle de résonance verticale (en théorie, l'absorption est de 100% à la longueur d'onde visée).

Il est possible d'élargir la bande d'absorption en plaçant des motifs métalliques horizontaux sur la grille de silicium (voir figure 2.18 b). Une résonance se produit alors entre les motifs et on parle de résonance horizontale. Un code de calcul développé au CEA/CESTA permet de simuler cette double résonance et a permis d'élaborer une structure qui remplace efficacement les cônes de Winston et les sphères intégrantes.

Dans le but de diminuer la capacité calorifique, le métal absorbant utilisé pour ces matrices est supraconducteur à 300 mK (TiN, $T_c=2.2$ K), ce qui peut paraître incompatible avec l'aspect absorption de l'onde électromagnétique. L'absorption du rayonnement est néanmoins possible dans une certaine gamme de longueurs d'ondes comme le décrit la théorie BCS¹⁷.

Dans un supraconducteur, coexistent des électrons normaux et des électrons "liés" (interaction électron-phonon) appelés paires de Cooper. Une analogie avec la physique des semiconducteurs permet de considérer l'existence d'une bande interdite séparant les électrons liés en paires de Cooper et les électrons normaux.

Lorsqu'une onde électromagnétique de relativement haute fréquence interagit avec le matériau supraconducteur, le phénomène est comparable à celui qui se produit dans le cas d'un métal normal, l'onde est absorbée (l'énergie des photons est supérieure à la largeur de bande interdite, on dit également que la paire de Cooper est cassée). A plus basse fréquence, l'onde incidente voit une surface sans résistance et n'est donc pas absorbée. La théorie BCS permet de calculer la longueur d'onde limite λ_c en deçà de laquelle le rayonnement est absorbé :

$$\lambda < \frac{hc}{3.52kT_c} \quad (2.32)$$

soit, pour le TiN, $\lambda_c = 1858 \mu\text{m}$. En première approximation, ce métal peut donc être utilisé pour des applications millimétriques.

2.4.2.4 Capacité Calorifique

Le comportement thermique d'un isolant à basse température est décrit par sa capacité calorifique dans le modèle de Debye. La chaleur se propage dans le matériau sous forme d'une vibration quantique du réseau, un phonon. Par analogie avec l'électromagnétisme le

¹⁷Modèle de Bardeen, Cooper et Schrieffer, voir [Dumoulin 96].

phonon représente un phénomène ondulatoire et peut être considéré comme une particule décrite par la statistique de Bose-Einstein. L'énergie d'une onde qui se propage dans le milieu peut s'écrire $E = Nh\nu$, où N est le nombre de phonons associés à l'onde, et ν est la fréquence de l'onde.

En calculant N par la statistique, il vient d'après [Quere 98],

$$E = \frac{4\pi^5 V}{5v^3 h^3} (kT)^4 \quad (2.33)$$

V est le volume du matériau, v est la vitesse du phonon.

La capacité calorifique étant définie par $C = \frac{dE}{dT}$, on a, dans le cas d'un diélectrique,

$$C_{diel} = \frac{12}{5} \pi^4 Nk \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \quad (2.34)$$

où T_D est la température de Debye.

Dans le cas d'un métal, la capacité calorifique est également liée au gaz d'électrons libres. Lorsque la température est élevée de 0 à T , seuls les électrons proches du niveau de Fermi sont excités. Ces électrons sont au nombre de $n_F kT$ et leur énergie d'excitation est de l'ordre de $2kT$. La variation d'énergie est $\Delta E = 2n_F k^2 T^2$. La capacité calorifique du métal est donc,

$$C_{metal} = \frac{d\Delta E}{dT} = 4n_F k^2 T \quad (2.35)$$

2.4.2.5 Conductance Thermique

La conduction thermique microscopique s'effectue par phonons dans le cas d'un isolant et également par les électrons dans les métaux. Les particules qui véhiculent l'énergie calorifique peuvent subir des collisions contre les parois du matériau ou les impuretés du réseau, ce qui en fait un phénomène résistif.

Métaux : dans le cas du modèle de Drude pour un métal, le transfert de chaleur est d'autant plus efficace que le libre parcours moyen des électrons, Λ et leur vitesse, v sont élevés. La conductance thermique s'écrit (dépendance en T),

$$G = \frac{3}{2m} Nk^2 T \frac{\Lambda}{v} \quad (2.36)$$

(avec $\frac{1}{2}v^2 = \frac{3}{2m}kT$).

Isolants : à basse température, la conduction thermique par phonons intervient. Ce

phénomène est décrit par le modèle de Casimir concernant la conduction de la chaleur dans les cristaux. Il formalise la conduction pour des longueurs d'onde de phonons du même ordre de grandeur que les structures de silicium dans lesquelles le processus a lieu. Les phonons sont alors réfléchis par les parois du matériau de la même façon qu'une onde électromagnétique dans un guide d'onde. Cette analogie permet de montrer que la conductance dans un cristal est de la forme

$$G(T) = AT^3 \quad (2.37)$$

Pour l'étude de nos détecteurs, la conductance des poutres de silicium qui assurent le lien thermique entre les grilles de détection et la source froide, est donc de la forme,

$$G(T) = aT + bT^3 \quad (2.38)$$

2.4.2.6 Le Système de Lecture

L'une des spécifications de départ dans la conception des matrices de bolomètres au CEA, était l'implémentation d'un système de multiplexage, de manière à pouvoir utiliser un grand nombre de détecteurs. La solution retenue (bolomètres résistifs) implique que le circuit de lecture soit situé au plus près de l'étage de détection (à 2K à l'origine) de façon à diminuer les effets de microphonie et à abaisser la constante de temps électrique¹⁸.

Les composants traditionnellement utilisés comme suiveurs en bolométrie jusque là étaient les transistors JFET, peu bruyants (typiquement $0.3 \text{ nV Hz}^{-1/2}$), mais ne fonctionnant pas à très basse température. Leur emploi dans le cas de la solution du CEA n'était par conséquent pas envisageable.

La seule solution dans ce cas pour réaliser un étage de pré-amplification et de multiplexage directement à l'étage détecteurs est d'utiliser des transistors MOS qui fonctionnent à basses températures. Ces composants avaient déjà été employés à 4K par le LETI pour la conception du système de multiplexage de la caméra ISOCAM, mais jamais à une température inférieure. L'utilisation de tels transistors peut sembler inadaptée dans

¹⁸La conception monolithique fut la technologie retenue pour la fabrication de ces grandes matrices, impliquant l'usage de thermomètres en silicium (implanté) de haute impédance (au moins quelques centaines de $M\Omega$). Or si le dispositif utilise des pré-amplificateurs déportés à plus haute température, et comme les fils entre les bolomètres et l'étage de pré-amplification possèdent une capacité électrique non négligeable, la valeur de la constante de temps, RC résultante est rédhibitoire pour les applications envisagées.

une expérience d’astrophysique où l’on cherche à atteindre les limitations fondamentales, puisque leur niveau de bruit typique est de l’ordre de quelques $\mu\text{V Hz}^{-1/2}$ à 1Hz (fort bruit $1/f$). La solution à ce problème consiste à avoir une réponse très élevée, de façon à compenser les effets du bruit des MOS. Dans le cas de PACS, où la puissance incidente (*background*) est de l’ordre de 5 pW par bolomètre ([PACS]), la valeur de la résistance bolométrique est typiquement de quelques $\text{G}\Omega$ à 300 mK. Nous verrons dans le prochain chapitre que pour les applications millimétrique au sol, il s’agit sensiblement du même ordre de grandeur de puissance de fond.

Dans le concept proposé, mesurer le flux optique incident revient à mesurer une variation de tension au point milieu du pont électrique formé par la résistance bolométrique (placée au centre de la grille) et par une résistance de référence placée à 300 mK entre chaque pixel (voir la figure 2.19). Le signal est ensuite dirigé vers un transistor MOS utilisé en suiveur (gain en tension proche de 1, aucun déphasage entre le signal d’entrée et de sortie, grande impédance d’entrée, faible impédance de sortie). Le système de multiplexage (16 pixels vers une sortie) utilise ensuite la commutation de transistors MOS.

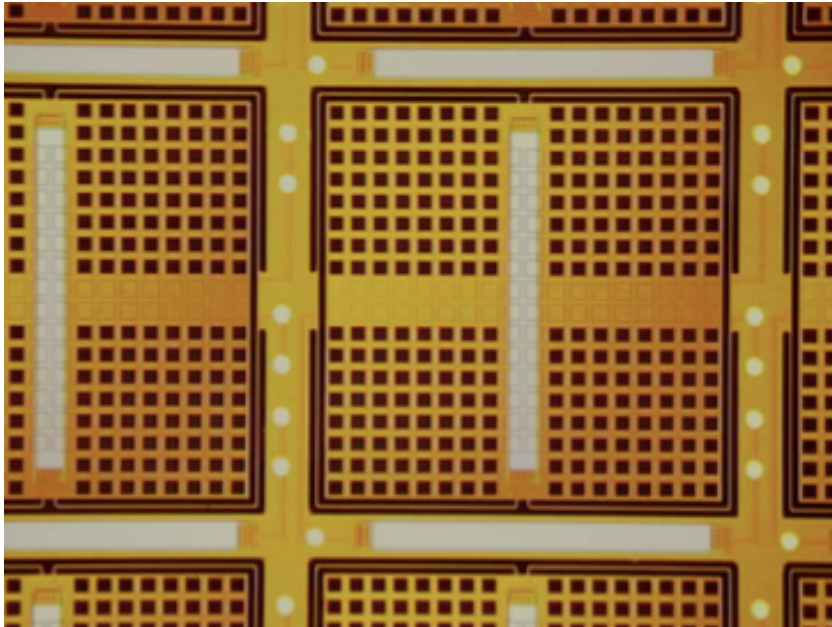


FIG. 2.19 – Photo des grilles de silicium des bolomètres CEA. Pour chaque pixel, le thermomètre bolométrique apparaît sur une des deux branches de la partie centrale (en gris et vertical) et les thermomètres de référence sont situés sur les séparations inter-pixels. Les points situés autour des pixels sont les points de contact pour l’hybridation par bille d’indium.

Pour réduire le bruit en $1/f$ du suiveur MOS, un système de modulation électrique¹⁹ a été implémenté (voir le circuit de lecture sur la figure 2.20). Le signal est modulé avant l'étage MOS à une fréquence de l'ordre de 1 kHz (modulation entre le signal bolométrique et une tension de référence, VRL), ce qui permet en théorie de s'affranchir des perturbations communes aux deux signaux.

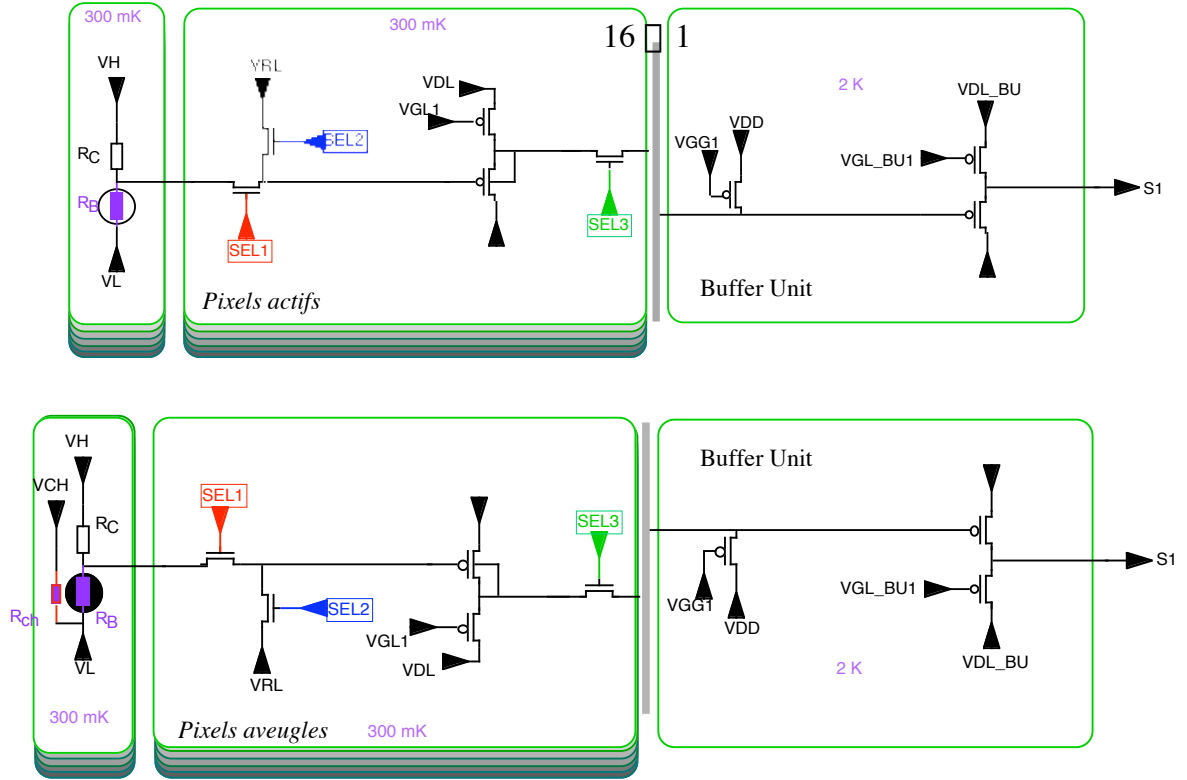


FIG. 2.20 – Circuit de lecture simplifié utilisé pour les matrices PACS. Le circuit représenté dans la partie supérieure permet la lecture de 16 pixels actifs de la matrice et transmet les signaux vers une seule voie. L'autre schéma représente la lecture des 16 pixels aveugles.

Afin de réduire les perturbations extérieures (variations de température par exemple), un autre système différentiel a été mis en place : l'implémentation de pixels aveugles. Pour une matrice de 16×16 pixels actifs, 2 rangées de 16 pixels aveugles sont placées à une extrémité de la matrice (voir figure 2.21). Ces pixels sont semblables aux pixels actifs, mais recouverts d'une couche de silicium métallisée et équipés d'une résistance de chauffage permettant de simuler les mêmes conditions de puissance *background*. Une

¹⁹Méthode du double échantillonnage corrélé.

lecture différentielle est réalisée au niveau de l'électronique chaude.

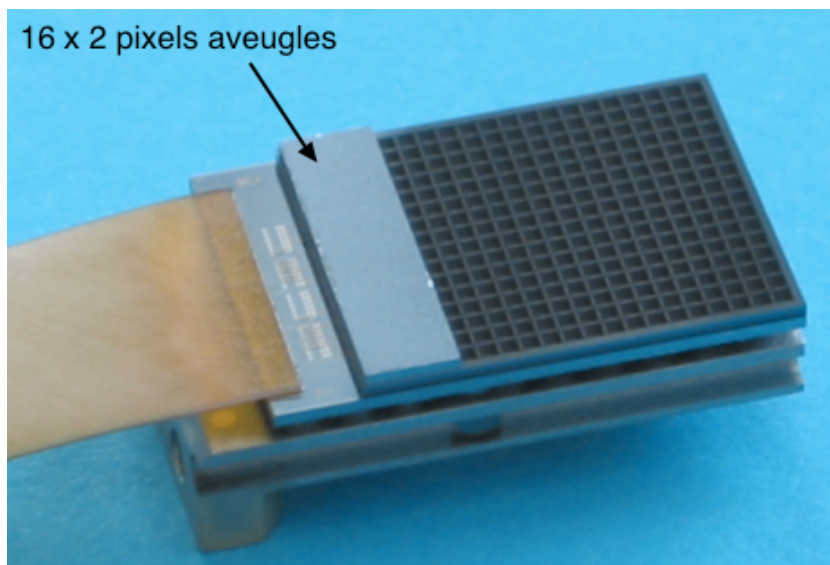


FIG. 2.21 – Photo d'une matrice 16×16 pixels pour PACS. 2 rangées de 16 pixels aveugles sont disposées sous une couche de silicium métallisé pour s'affranchir des perturbations extérieures grâce à la mesure différentielle. Les signaux sont transmis à un deuxième étage d'amplification à 2K via un flex en kapton.

De manière à répartir la puissance dissipée par la pré-amplification et le multiplexage et respecter le budget thermique sur l'étage 300 mK ($8 \mu\text{W}$ disponibles dans l'instrument PACS), un autre étage de pré-amplification est placé à 2K, sous l'étage de détection (puissance disponible = 2.8 mW).

Chapitre 3

Les Paramètres Electro-Thermique des Bolomètres pour le Millimétrique

Dans ce chapitre une étude des paramètres electro-thermiques des bolomètres développés pour notre projet est réalisée à partir de la modélisation de leur comportement physique. Les conditions spécifiques imposées par une observation dans le domaine millimétrique au sol, avec le télescope de 30m de l'IRAM, sont déterminées et permettent d'estimer l'ordre de grandeur de la sensibilité à atteindre pour envisager un instrument dont les performances seraient limitées par les fluctuations du fond optique. Les résultats issus de la simulation numérique permettent ensuite de déterminer les paramètres optimaux et les diverses caractéristiques des bolomètres millimétriques. Dans un second temps, certaines mesures réalisées dans le cadre de l'instrument PACS sont présentées et comparées aux résultats des simulations. L'aspect particulier de l'absorption du rayonnement sera abordé dans le prochain chapitre.

3.1 Estimation des Performances

3.1.1 Puissance de Fond Par Pixel et NEP photon

L'estimation de la puissance totale optique incidente par pixel va être le facteur principal qui va permettre de déterminer la sensibilité ultime de l'instrument. En effet, cette puissance optique fixe le bruit de photon, qui comme on l'a vu, est le bruit fondamental dans le processus de détection pour les instruments d'observation du spectre électromagnétique. La conception de l'instrument cherchera donc à optimiser tous les paramètres libres de manière à maintenir toutes les autres sources de bruit en dessous de cette limite.

La puissance optique incidente par pixel dépend bien-entendu du schéma optique de l'instrument et notamment de l'étendue de faisceau du système, $E = A\Omega$, quantité qui se conserve dans l'ensemble du système optique.

Du point de vue du pixel, l'angle de vue Ω_{pixel} sous lequel le rayonnement du télescope lui parvient est :

$$\Omega_{pixel} = \frac{S_{optique}}{f^2} \quad (3.1)$$

$$\Omega_{pixel} = \frac{\pi D_{optique}^2}{4f^2} = \frac{\pi}{4F^2} \quad (3.2)$$

où $S_{optique}$ est la surface du système optique réalisant la formation de l'image finale sur le plan focal, $D_{optique}$ son diamètre, f la focale du système et $F = \frac{f}{D}$.

Comme il est prévu que les pixels échantillonnent le plan focal image au critère de Rayleigh, leur taille s'écrit :

$$p = 0.5F\lambda \quad (3.3)$$

L'étendue de faisceau, $E = A_{pixel}\Omega_{pixel}$ (avec $A_{pixel} = p^2$) s'exprime donc par :

$$E = \frac{\pi}{16}\lambda^2 \quad (3.4)$$

Le calcul de la puissance qui atteint le bolomètre est effectué en utilisant les propriétés de marche inverse de la lumière (principe de Helmholtz). Tout ce qui se trouve dans le trajet du faisceau incident sur le détecteur contribue à la puissance totale : diaphragmes de champ, optique (miroirs, lentilles et filtres), télescope, atmosphère, sources astrophysiques. Un grand soin doit donc être apporté au schéma optique et au choix des matériaux utilisés dans la conception de l'instrument pour minimiser cette puissance de fond (matériaux à

faible coefficient d'émission dans le millimétrique, utilisation de peinture absorbante pour supprimer le rayonnement parasite).

Aux fréquences considérées ($\nu = 250$ GHz), et pour les températures envisagées (typiquement, atmosphère à 250 K, télescope et optique "chaude" à 280 K, divers étages de la caméra à 77K, 2K et 0.3K), l'approximation du régime Rayleigh-Jeans permet de d'écrire la brillance de corps noir :

$$B_\nu = \frac{2kT\nu^2}{c^2} \quad (3.5)$$

La puissance optique incidente sur un pixel dépend alors de divers facteurs :

- le coefficient de remplissage géométrique du détecteur η_{pix} (0.95),
- le coefficient d'absorption du détecteur η_{abs} (0.85),
- la transmission du système optique η_{opt} (0.25),
- le coefficient d'émission des diaphragmes ϵ_b (0.05),
- le coefficient d'émission de l'optique ϵ_{opt} (0.05),
- le coefficient d'émission du télescope ϵ_t (0.1),
- le coefficient de transmission du télescope t_{tel} (0.9),
- l'*airmass* A (masse d'air),
- l'opacité atmosphérique τ

Ainsi, la puissance totale s'écrit :

$$P_{pix} = E\eta_{pix}\eta_{abs} (P_b + P_{opt} + P_{tel} + P_{ciel}) \quad (3.6)$$

avec

$$P_b = \alpha_b \epsilon_b \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{2kT_b \nu^2}{c^2} d\nu \quad (3.7)$$

$$P_{opt} = \epsilon_{opt} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{2kT_{opt} \nu^2}{c^2} d\nu \quad (3.8)$$

$$P_{tel} = \epsilon_t \eta_{opt} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{2kT_{tel} \nu^2}{c^2} d\nu \quad (3.9)$$

$$P_{ciel} = \eta_{opt} t_{tel} (1 - e^{-\tau A}) \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{2kT_{ciel} \nu^2}{c^2} d\nu \quad (3.10)$$

où $\nu_1 = 200$ GHz et $\nu_2 = 280$ GHz.

α_b est un facteur correctif lié au fait que la puissance émise par le bafflage provient d'un angle solide beaucoup plus grand que l'étendue de faisceau. Nos détecteurs ont en effet une réponse angulaire relativement large ($\approx \pi$ sr) ce qui n'est pas le cas des bolomètres utilisant des cornets de concentration. Il est donc nécessaire de placer les matrices de bolomètres dans des enceintes froides (au mieux à la température du détecteur).

Remarquons que l'expression de la puissance totale ne fait pas intervenir explicitement la taille du pixel. Cela vient du fait que le pas d'échantillonnage choisi pour l'instrument (ici $0.5 F\lambda$) est défini par une certaine valeur d'étendue de faisceau (équation 3.4). Plusieurs combinaisons "taille de pixel-ouverture" sont possibles pour répondre à la condition d'échantillonnage choisie.

Parmi tous les paramètres qui définissent la puissance P_{pix} , la plupart sont difficiles à estimer avec précision. L'idée est donc de définir une plage de possibilités qui va permettre de se rapprocher du cas d'un instrument réel et de définir la gamme de puissances attendues. La figure 3.1 montre la variation de la puissance de fond sur un pixel, en fonction de l'élévation et de l'opacité.

Les valeurs numériques utilisées dans ce calcul sont :

$\eta_{pix} = 0.95$, $\eta_{abs} = 0.85 \pm 10\%$, $\epsilon_t = 0.1 \pm 10\%$, $\epsilon_{opt} = 0.05 \pm 10\%$, $\eta_{opt} = 0.25 \pm 30\%$, $\epsilon_b = 0.05 \pm 10\%$, et l'opacité atmosphérique variant de 0.1 à 0.8.

Le cas moyen donne une puissance *background* de l'ordre de 5 pW à une élévation de 50° , avec des variations de 4 à 9 pW suivant les conditions d'observation¹.

D'après l'équation 2.21, la valeur moyenne du NEP_{photon} est $6.2 \times 10^{-17} \text{ WHz}^{-1/2}$ (avec des variations entre 5.7 et $8.6 \times 10^{-17} \text{ WHz}^{-1/2}$).

3.1.2 Présentation du Modèle Numérique du Bolomètre

L'objectif de l'utilisation d'un modèle complet de notre bolomètre est de trouver dans un premier temps les paramètres optimaux permettant d'obtenir un détecteur dont les performances seraient limitées par le bruit de photon calculé précédemment. D'après les équations des différents NEP établies dans le chapitre 2, la condition "BLIP" impose que $NEP_{détecteur} < NEP_{photon}$, soit :

$$NEP_{phonon}^2 + NEP_{Johnson}^2 + NEP_{MOS}^2 < NEP_{photon}^2 \quad (3.11)$$

¹Cet ordre de grandeur de puissance est tout à fait comparable avec la valeur attendue dans l'instrument PACS : entre 4.1 et 7.8 pW suivant les plans focaux.

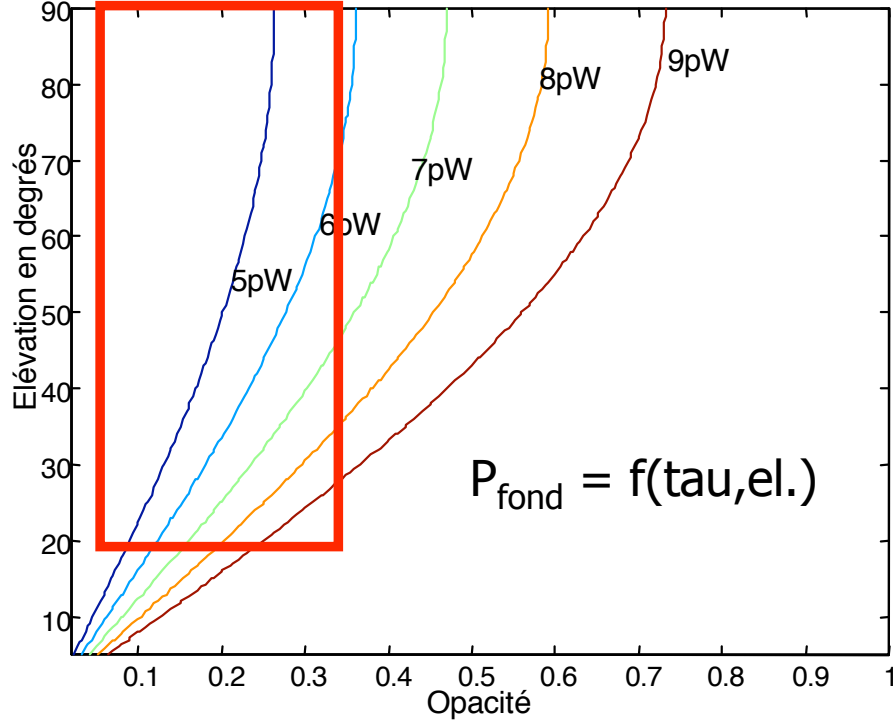


FIG. 3.1 – Puissance de fond incidente sur un pixel à $0.5F\lambda$ en fonction de l'élévation et de l'opacité atmosphérique. La zone délimitée par le rectangle correspond aux puissances attendues pour des conditions d'observation typiques.

ou encore,

$$4kT^2G + \frac{4kTR}{S^2} + \frac{e_{lect}^2}{S^2} < NEP_{photon}^2 \quad (3.12)$$

Les paramètres sur lesquels va porter l'étude sont la conductance G et la réponse S . Il apparaît à première vue que pour remplir la condition de l'équation précédente G doit être minimisé et S le plus grand possible. Bien entendu, la température de fonctionnement ainsi que la résistance bolométrique permettent également d'optimiser le fonctionnement comme cela peut se remarquer dans la dernière équation, mais dans notre cas on considère que ces paramètres sont fixés par choix technologique ($T = 300$ mK et voir la partie 3.1.2.4 pour la valeur de R_{bolo}).

Un modèle numérique, prenant en compte les évolutions particulières des différents paramètres, a été mis au point dans le cadre des développements de bolomètres au SAp².

²Le modèle a été conçu à l'aide de Matlab et de son extension de modélisation Simulink, logiciels de la firme *Mathworks*.

Il s'agit d'un modèle dynamique, dont le cœur est l'équation différentielle 2.6 qui régit les échanges thermiques (cf. figure 3.2).

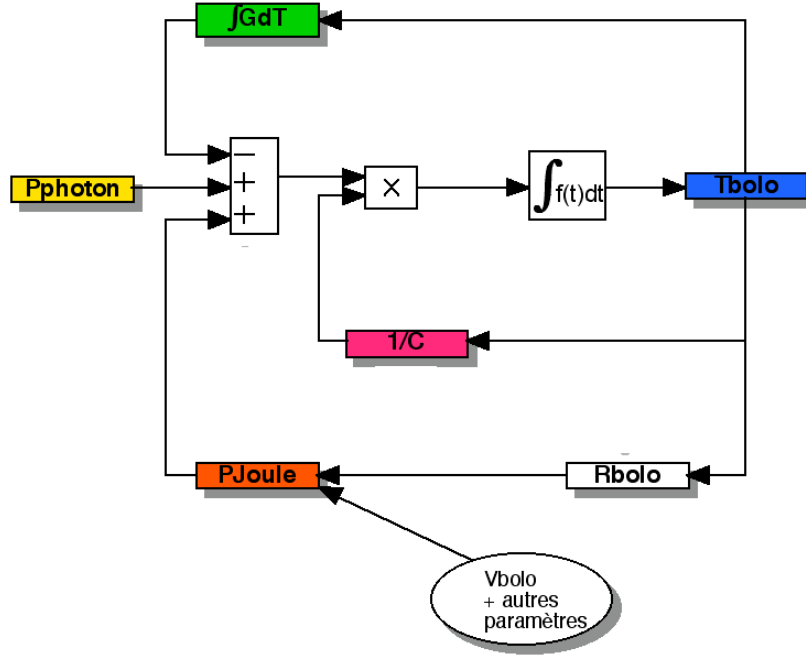


FIG. 3.2 – Principe de base du modèle numérique utilisé pour simuler le comportement électro-thermique du bolomètre. Les caractéristiques propres aux bolomètres du CEA sont les lois empiriques de la conductance thermique, de la capacité calorifique et de la résistance électrique, obtenues lors des diverses caractérisations en laboratoire.

La résolution de cette équation permet de connaître la température du bolomètre quelque soit l'instant. Cette dernière influe en retour sur les différents paramètres du détecteur, comme la conductance, la capacité calorifique ou la résistance électrique.

Le modèle conçu sous Simulink (cf. figure 3.3) incorpore différentes caractéristiques propres aux bolomètres du CEA qui ont été mesurées aux divers stades de développement des détecteurs au LETI ou au SAP. Les paramètres particuliers du pixel millimétrique envisagé sont présentés dans les parties suivantes.

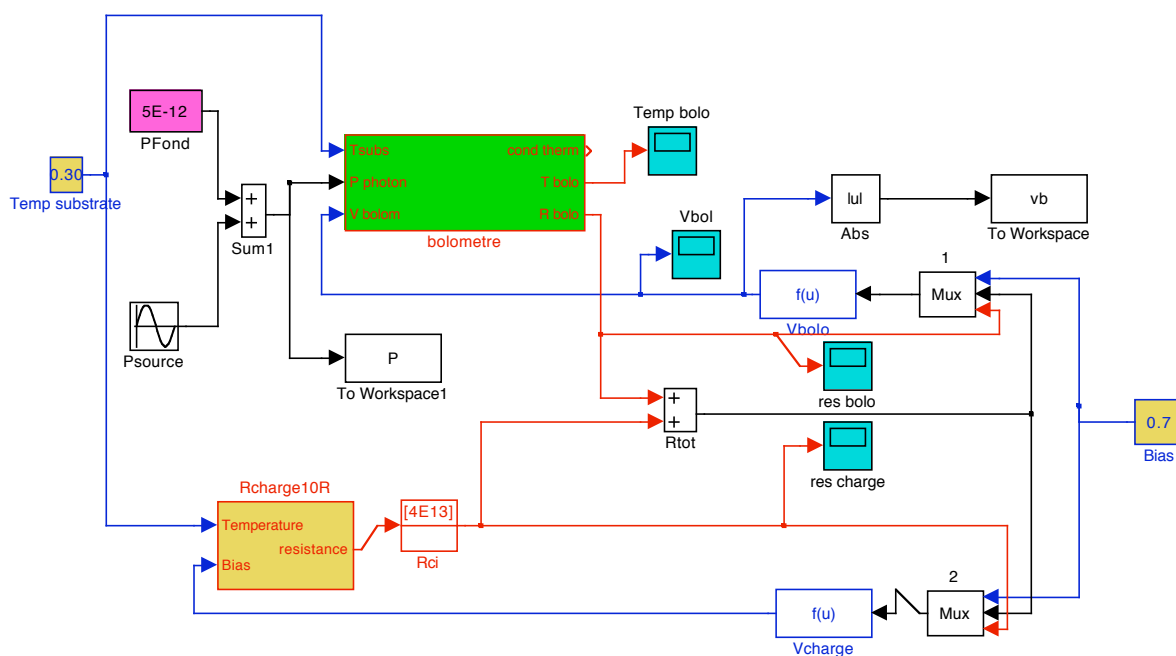


FIG. 3.3 – Le modèle numérique du bolomètre du CEA en formalisme Matlab. Le bloc “bolomètre” incorpore les différents éléments représentés sur la figure 3.2 (voir en annexes pour une description des différents blocs). Il est relié au bloc simulant la résistance de charge. Les paramètres intéressants (puissance optique P , tension de sortie au point milieu vb , température du bolomètre T_{bolo} , capacité calorifique,...) sont sortis sous forme de fichiers au format Matlab. Il est possible d’utiliser plusieurs types d’algorithmes de calculs numériques (par exemple Runge-Kutta, Dormand-Prince, etc...).

3.1.2.1 Le Pixel Millimétrique

Le développement des bolomètres pour le millimétrique a l'avantage de bénéficier des acquis des bolomètres PACS. Les résultats encourageants obtenus avec les pixels submillimétriques permettent d'envisager une conception relativement proche pour notre projet.

La différence principale concerne la dimension du pixel. Le choix de la taille est un compromis entre les aspects optiques et technologiques. En effet, il est possible en théorie d'utiliser un pixel dont la taille physique est inférieure à la longueur d'onde que l'on souhaite détecter (cf. [Savry 98] par exemple).

L'intérêt d'une petite taille est de minimiser la capacité calorifique et de pouvoir envisager un plan focal avec un grand nombre de détecteurs sans être trop limité par la place disponible dans le cryostat. Comme la condition d'échantillonnage impose que $p = 0.5F\lambda$, une taille de pixel de $750 \mu\text{m}$ fixerait une ouverture optique de ≈ 1 . Cette configuration est envisageable mais limite le plan focal à une centaine de pixels environ du fait des aberrations importantes qui seraient présentes pour de plus grands champs. Le nombre d'ouverture est choisi de l'ordre de 2.5 ce qui a conduit au choix d'une taille de pixel de 1.5 mm .

Le design du pixel millimétrique est présenté sur la figure 3.4 (b). Ses éléments constitutifs et leur modélisation sont présentés dans les paragraphes suivants.

3.1.2.2 La Conductance Thermique

Il s'agit de la conductance des quatre poutres en silicium de dimensions $5 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m} \times 700 \mu\text{m}$ dans le cas du pixel millimétrique (cf. figure 3.4). La conductance du silicium a été mesurée lors du stage de DEA d' O. Savry [Savry 98] pour des poutres adaptées aux matrices submillimétriques (longueur $420 \mu\text{m}$). A partir de ces données, on peut estimer la conductance totale des quatre poutres de $700 \mu\text{m}$:

$$G(T) = 2.1 \times 10^{-10} T^3 \quad (3.13)$$

soit, pour une température de 300 mK , $G_{(0.3K)} \approx 0.6 \times 10^{-11} \text{ W/K}$ (l'erreur relative sur ces valeurs est de l'ordre de 25% et vient de l'incertitude sur la mesure des dimensions des poutres, cf. [Buzzi 99]).

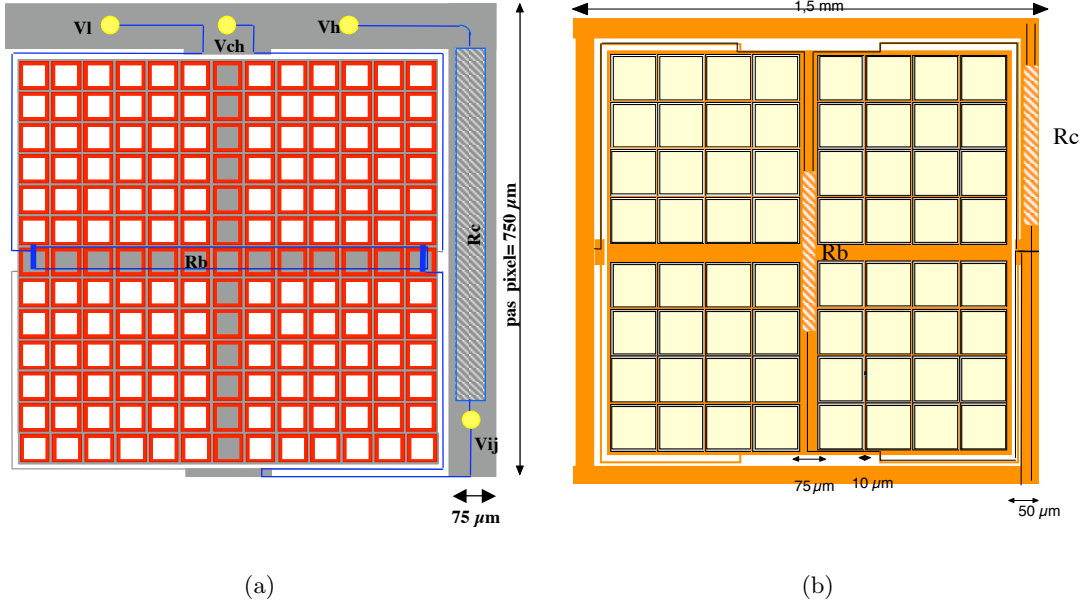


FIG. 3.4 – (a) Schéma d'un pixel développé pour le projet submillimétrique PACS. (b) Schéma d'un pixel adapté pour le millimétrique : pas de 1.5 mm (grille de 1.4 mm), motifs métalliques de plus grande taille.

3.1.2.3 La Capacité Calorifique

La loi empirique mesurée tient compte des divers matériaux utilisés dans la conception de la matrice, tels que le silicium (C varie en T^3), le métal absorbant supraconducteur (TiN, variation en $\exp\left(\frac{\alpha}{T}\right)$) et le thermomètre implanté (variation en T). L'évolution de la capacité calorifique ([J/K]) avec la température est définie par :

$$C(T) = V_{Si} \times 5.7 \times 10^{-7} T^3 + S_{abs} \times 5.1 \times 10^{-11} \exp\left(\frac{-3.17}{T}\right) + S_{th} \times 6.6 \times 10^{-13} T \quad (3.14)$$

où V_{Si} [cm^3], S_{abs} et S_{th} sont respectivement le volume de la grille de silicium, et les surfaces de l'absorbant métallique et du thermomètre Si:P:B. Dans le cas de PACS (pixel de $750 \mu\text{m}$), la capacité calorifique totale à 300 mK pour un pixel de type "rouge" vaut environ 2.1×10^{-14} J/K.

La capacité calorifique détermine, comme on l'a vu, la constante de temps thermique

du système³ ($\tau_{th} = C/G$). Les modes d'observations envisagés avec le télescope de 30m imposent une valeur de constante de temps maximum pour les détecteurs. Par exemple, pour la nouvelle méthode d'observation dite de *fastscanning*, la bande passante du détecteur doit être au moins de 20 Hz (pour une vitesse de défilement du télescope de 40 arcsec/s et un échantillonnage à $0.5F\lambda$, voir [Weferling 02]).

L'utilisation de la simulation numérique est nécessaire pour estimer cette valeur de constante de temps dans le cas des pixels millimétriques, plus grands que les pixels de type PACS (et donc plus lourd thermiquement). La figure 3.4 montre une structure possible pour un tel pixel. Le calcul du volume de silicium pour une grille donne $V_{Si} = 4 \times 2 \times (75 + 8 \times 10) \times 1400 = 1.74 \times 10^6 \mu\text{m}^3$, soit $1.74 \times 10^{-6} \text{ cm}^3$ (avec $4 \mu\text{m}$ comme épaisseur de grille). Cela représente ≈ 1.5 fois le volume des grilles de silicium de PACS⁴. Le modèle va permettre d'optimiser certains paramètres, comme la conductance, de manière à avoir une constante de temps adaptée aux besoins, tout en restant dans les spécifications de bruit.

3.1.2.4 La Résistance Electrique

Le modèle d'Efros permet de modéliser le comportement des thermomètres haute impédance Si:P:B (équation 2.28). Des mesures I(V) à différentes températures ont permis de caractériser différents types de thermomètres et d'établir des lois empiriques pour mesurer les paramètres associés (R_0 , T_0 , longueur de saut L). La relation définissant la résistance électrique est donnée par :

$$R(T, V) = R_0 \exp \left[\sqrt{\frac{T_0}{T}} - q (aT^3 + bT^2 + cT + d) \frac{E}{kT} \right] \quad (3.15)$$

Les thermomètres les plus performants ont pour dimension : longueur = $540 \mu\text{m}$, largeur = $40 \mu\text{m}$, et sont caractérisés par les paramètres suivants :

- $R_0 = 220 \Omega$, $T_0 = 180 \text{ K}$.
- Paramètres de la longueur de saut, $a=2 \times 10^{-3}$, $b=-26 \times 10^{-3}$, $c=94 \times 10^{-3}$ et $d=-71 \times 10^{-3}$.

³Dans le cas de PACS, la constante de temps thermique est estimée à $\approx 45 \text{ Hz}$ d'après le modèle numérique.

⁴Remarquons qu'à ces basses températures, la capacité calorifique du métal est très largement inférieure à celle du silicium.

3.1.3 Optimisation à Puissance Constante

Le modèle numérique va donc être utilisé pour déterminer le point de fonctionnement optimum du bolomètre millimétrique en fonction des paramètres libres que sont la conductance et la réponse électrique (cf. équation 3.12).

3.1.3.1 Réponse Optimum

A puissance optique constante, il existe une polarisation électrique du bolomètre optimale, pour laquelle la réponse du détecteur est maximale (cf. [Chanin 84], [Griffin 88]) et le NEP du détecteur minimal. C'est cette valeur de réponse qui doit être atteinte par le bolomètre pour obtenir les meilleures performances.

Pour obtenir le point de fonctionnement, le résultat de simulation recherché sera donc une représentation 2D du NEP du détecteur en fonction des paramètres *conductance* et *tension de polarisation*. Dans un souci de clarté et de présentation de la méthode, le cas de la variation unique de la tension de polarisation (à conductance constante) est d'abord présenté.

Pour chaque valeur de la polarisation électrique, la simulation va calculer la réponse à un flux optique. Cette réponse est définie comme la variation du signal de sortie (en Volt), rapportée à une (petite) variation de puissance optique incidente, pour une puissance de fond donnée (en Watt). Le flux optique incident est de la forme $P_{phot} = P_{Bckg} + \Delta P e^{i\omega_s t}$ où P_{Bckg} est le flux *background* et ΔP est un signal de faible amplitude modulé à une fréquence ω_s inférieure à la bande passante du détecteur. Le signal de sortie V_{bolo} sera de la même forme.

De manière à ce qu'il n'y ait pas d'influence de la constante de temps thermique sur le calcul de la réponse, cette dernière est estimée pour le cas du régime stationnaire. Comme il s'agit d'une simulation dynamique, la méthode consiste à faire varier dans le temps la tension de polarisation (bloc V_{bias}) par paliers et non de façon continue. Le signal de sortie est alors mesuré sur une plage où le régime stationnaire est atteint (cf. figure 3.5).

La vérification du fonctionnement de la simulation est illustrée sur le calcul de divers paramètres dont l'évolution peut être prédite de façon intuitive. La figure 3.6 montre l'évolution de ces paramètres en fonction de la variation de la tension de polarisation, pour une puissance constante de fond de 5pW.

La courbe $S = f(V_{bias})$ permet de déterminer une réponse maximale de $\approx 3.3 \times 10^{10}$

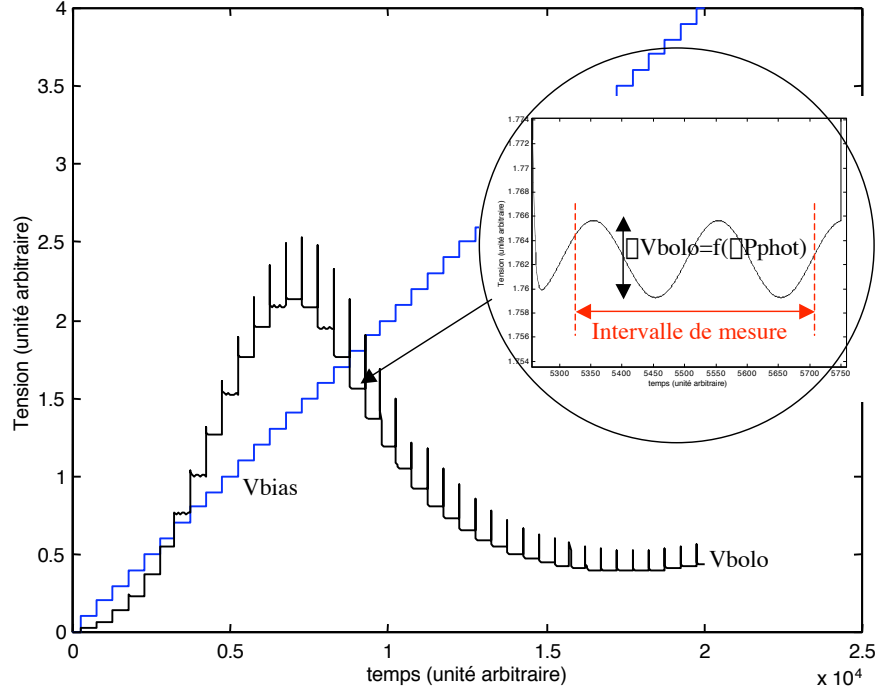


FIG. 3.5 – Variation de la tension de polarisation (V_{bias}) en créneau pour déterminer la valeur optimale de la réponse électrique. Afin d’obtenir la réponse à un flux optique, ce dernier est modulé en petite amplitude et à basse fréquence par rapport à la constante de temps du détecteur. Le rapport dV_{bolo}/dP_{phot} est calculé pour chaque créneau dans un intervalle de temps où le régime stationnaire est atteint. Les pics présents sur la courbe de V_{bolo} correspondent à la réponse du système à une variation soudaine entre deux paliers de tension de polarisation. Les mesures de la réponse ne tiennent pas compte de ces pics.

V/W à $V_{bias}=1.3$ V (valeur sensiblement identique aux bolomètres PACS). La forme de cette courbe de réponse peut s’expliquer en regardant l’évolution d’autres paramètres. A faible polarisation [0 - 1V], le signal de sortie croît normalement avec la tension de polarisation, la puissance Joule dissipée étant efficacement évacuée via la fuite thermique. La température augmente néanmoins légèrement, du fait de l’absorption de la fraction de puissance Joule non évacuée.

Comme tous les paramètres dépendent de la température et qu’ils sont optimisés pour les basses valeurs de celle-ci, les performances globales se dégradent peu à peu avec la polarisation électrique (et donc la puissance Joule). La valeur de la conductance augmente,

ce qui diminue la réponse (voir équation 2.15). Cette conductance n'est néanmoins pas suffisante pour évacuer l'excès de puissance Joule. La température du bolomètre augmente alors très rapidement et le bolomètre atteint le régime d'emballement thermique. Remarquons que dans la plage d'utilisation ($V_{bias} \approx 1V$), la température du bolomètre est de l'ordre de 430 mK et la bande passante thermique théorique de 26 Hz.

Ces paramètres permettent ensuite de calculer les différents NEP d'après les équations énoncées au chapitre 2 (cf. figure 3.7). Il apparaît que le $NEP_{det.}$ minimum est également obtenu pour $V_{bias} \approx 1.3$ V et vaut 2.6×10^{-17} W/Hz^{1/2} pour 5 pW de puissance de fond ($NEP_{photon} = 6 \times 10^{-17}$ W/Hz^{1/2}). Le bruit dominant au sein du détecteur est le bruit Johnson, le bruit de MOS étant modélisé pour une valeur typique de tension de bruit de 0.5 μV /Hz^{1/2}. Ces résultats préliminaires montrent que la condition de détection limitée par le bruit de photon peut être atteinte (condition "BLIP").

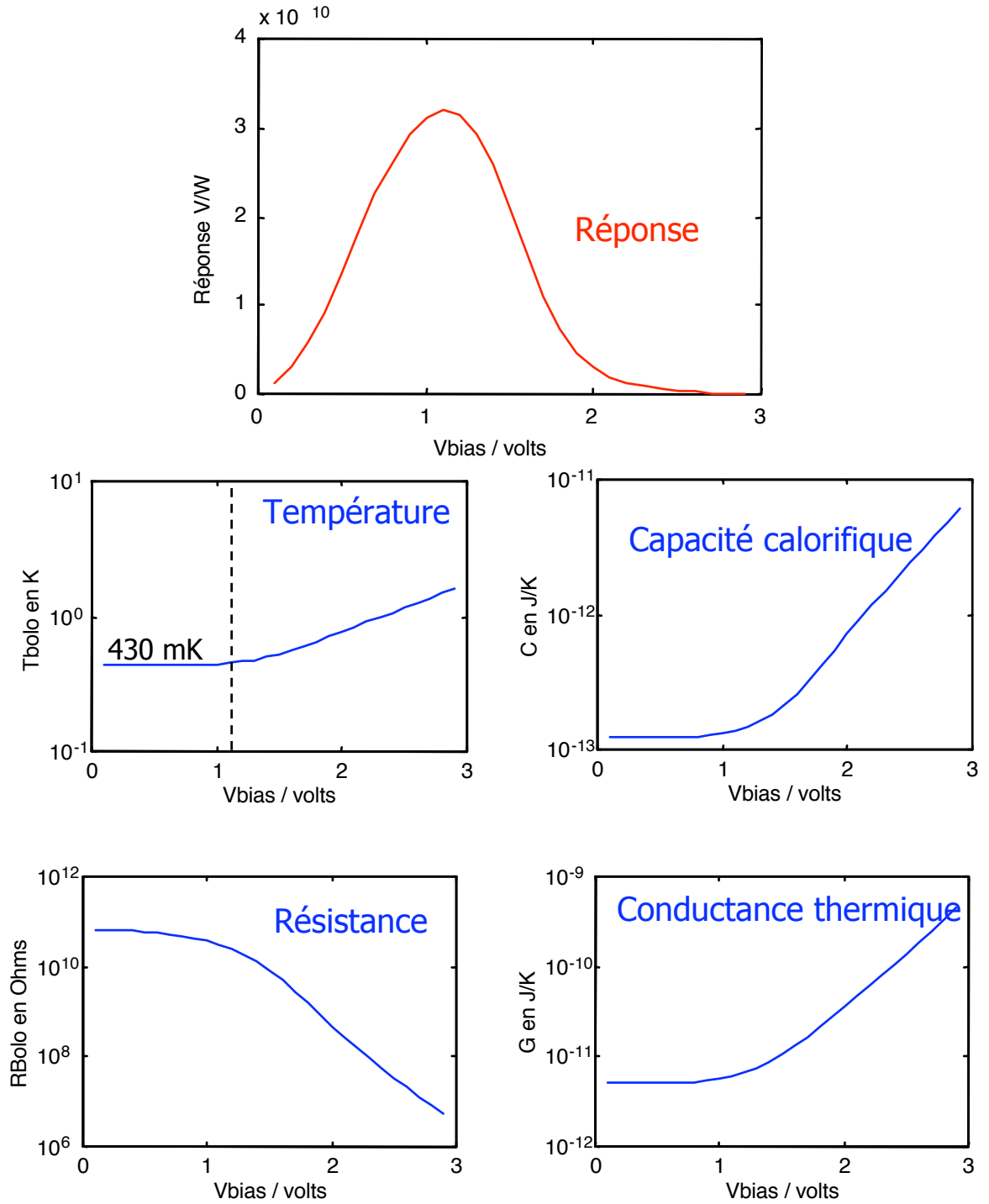


FIG. 3.6 – Simulation de l'évolution de divers paramètres du bolomètre millimétrique en fonction du bias, pour un flux de fond constant de 5pW.

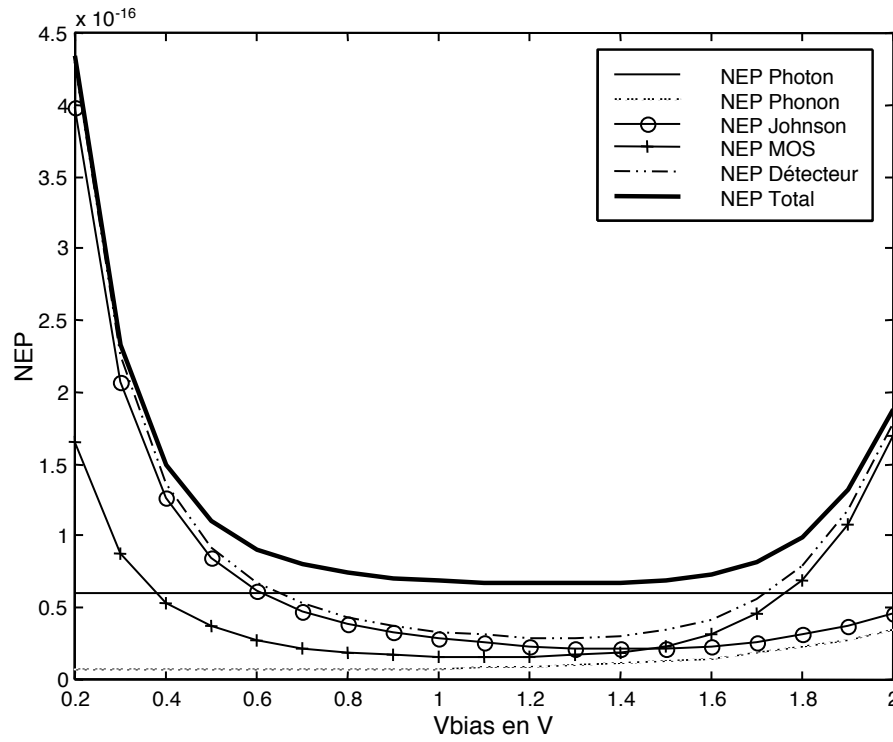


FIG. 3.7 – Simulation des différents NEP du bolomètre en fonction de la tension de polarisation.

3.1.3.2 Conductance Optimum

La partie précédente a mis en évidence l'influence de la réponse électrique (via la polarisation électrique) sur le NEP du détecteur. L'effet du choix de la conductance thermique est maintenant étudié, et plus particulièrement la recherche d'éventuelles dégradations des performances dues à de petites variations de conductance qui seraient liées aux incertitudes du procédé de fabrication.

On définit une variable f_G , le *facteur de conductance*, qui correspond au facteur par lequel la conductance de départ (définie en 3.1.2.2) est multipliée. La figure 3.8 présente la distribution du $NEP_{détecteur}$ en fonction de ce facteur ainsi que de la polarisation.

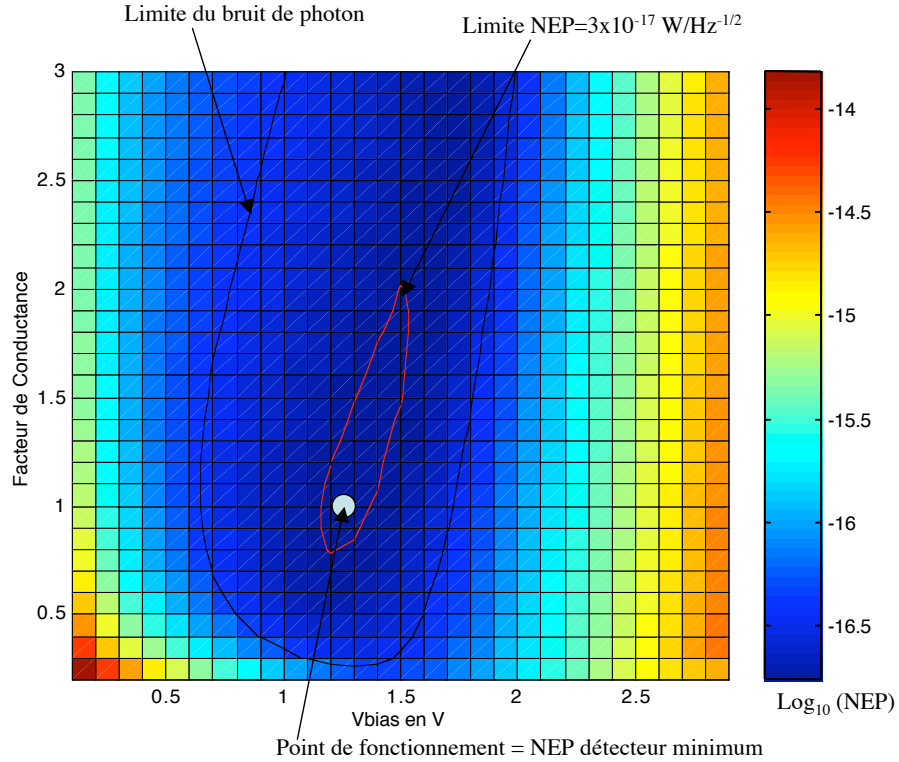


FIG. 3.8 – Evolution du NEP détecteur en fonction du facteur de conductance et de la tension de polarisation. L'échelle des couleurs représente $\log_{10}(NEP)$. Le niveau du NEP_{photon} est indiqué par le trait noir, le niveau $3 \times 10^{-17} \text{ W/Hz}^{1/2}$ est en rouge. Les traits présents dans chaque cellule sont des erreurs dues au logiciel.

Le point de fonctionnement (défini par la plus petite valeur du $NEP_{détecteur}$) est obtenu pour $V_{bias} = 1.3V$ et $f_G \approx 1$. L'intérêt de cette représentation en deux dimensions est de montrer qu'il existe une zone définie par un facteur de conductance variant de 0.8 à 2 où

les performances du bolomètre restent tout à fait satisfaisantes ($NEP_{detecteur} \leq 3 \times 10^{-17}$ W/Hz^{1/2}). Ce point est intéressant puisqu'il permet d'envisager l'augmentation de la bande passante thermique du détecteur ($\tau = C/G$) sans pour autant dégrader sa sensibilité. La figure 3.9 (b) illustre ce point et semble indiquer qu'une fréquence de coupure de l'ordre de 60 Hz est possible⁵.

Une analyse du comportement du bolomètre pour de faibles valeurs de f_G est néanmoins nécessaire pour comprendre le comportement de la réponse électrique (figure 3.9 a). En effet, intuitivement on s'attend à ce que la réponse augmente lorsque la conductance thermique est réduite, ce qui n'est pas le cas.

La figure 3.9 (c) montre une augmentation rapide de la température du bolomètre vers les faibles valeurs de conductance. Cette élévation de température a pour effet de diminuer fortement la valeur de la résistance bolométrique, et donc son coefficient de température α définissant la sensibilité du thermomètre (on rappelle que pour un bolomètre de type semiconducteur, α est négatif)).

⁵La constante de temps électrique, définie par $\tau = R_{bolo}C_{el}$ est de l'ordre de 50 Hz (C_{el} est la capacité électrique du fil entre le pont bolométrique et le circuit de lecture qui vaut environ 0.1pF).

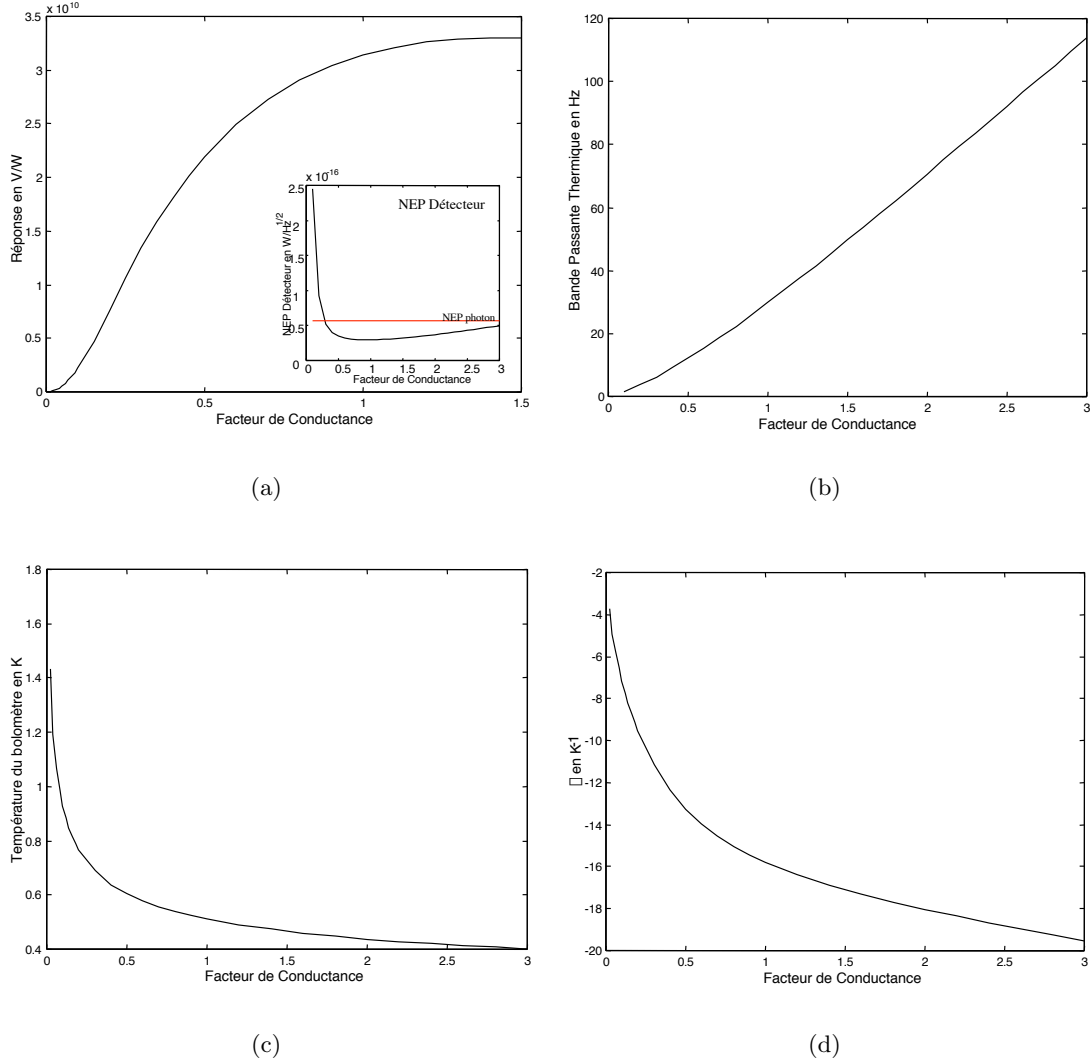


FIG. 3.9 – (a) Evolution de la réponse électro-optique du détecteur en fonction du facteur de conductance pour une tension de polarisation constante (1.3V). Le profil du $NEP_{détecteur}$ est également indiqué. (b) Evolution de la bande passante thermique du bolomètre en fonction de la conductance thermique. (c) Evolution de la température du bolomètre en fonction de la conductance thermique. (d) Evolution du coefficient de température du bolomètre ($\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$) en fonction de la conductance thermique.

3.1.4 Variation de la Puissance de Fond

La partie précédente a permis de poser les fondements du bolomètre millimétrique, à savoir qu’il était possible de concevoir un détecteur dont le NEP est largement inférieur au bruit de photon pour les conditions typiques d’observation (puissance de fond de 5 pW), et dont la constante de temps est adaptée à ces mêmes conditions. Mais comme on l’a montré au début de ce chapitre, cette puissance moyenne de 5pW peut varier fortement dans le temps. La simulation est donc maintenant utilisée pour déterminer l’évolution des performances avec la puissance optique incidente, que ce soit lors de l’étalonnage ou lors de variations plus importantes du *background*.

3.1.4.1 Etalonnage

Comme cela a été vu au premier chapitre, l’étalonnage (on utilise souvent le terme anglais de calibration) est un point très important dans une séquence d’observation en millimétrique. Au 30m, la méthode standard consiste à utiliser des calibrateurs primaires tels que les planètes.

En général pour la calibration de caméras bolométriques (c’est du moins le cas au 30m), deux points sont mesurés sur la courbe (*tension de sortie*) = $\alpha(\text{Flux calibré})$ en supposant que le détecteur ait un comportement linéaire dans cet intervalle ($\alpha = \text{constante}$). A la vue des courbes des paramètres caractéristiques du bolomètre dans la partie précédente, on imagine bien que non seulement la réponse varie avec la puissance optique incidente mais également que son comportement est non-linéaire. L’utilisation des détecteurs que nous proposons laisse donc à penser que la procédure de calibration sera différente si le degré de “non-linéarité” est important.

Le modèle est utilisé pour déterminer la variation de réponse en fonction de la puissance de fond ainsi que la forme du signal de sortie, pour une polarisation optimale de 1.3V et une conductance définie par $f_G = 1$, cf. figure 3.10.

Le comportement non-linéaire de la réponse apparaît nettement, mais il correspond à des variations de puissance de fond importantes (plusieurs pW). L’exemple de la variation de réponse pendant une calibration est représenté grâce aux flux typiques de Mars et Uranus⁶.

⁶La correspondance Jy/beam \longleftrightarrow pW/pixel est donnée par :

$$1\text{Jy/beam} = 10^{-26}\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$$

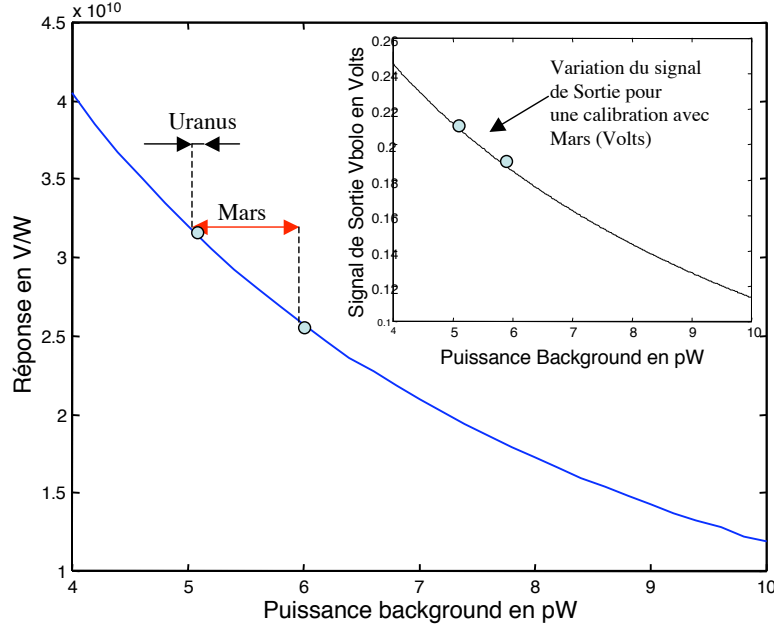


FIG. 3.10 – Evolution de la réponse électro-thermique en fonction du flux *background*. La flèche rouge correspond à la variation de flux due à l'observation de Mars (≈ 250 Jy/beam, soit 1 pW par pixel à 1.3 mm). Dans l'encadré, la courbe représente la variation du signal de sortie (Volts) en fonction de la puissance.

Les valeurs typiques de flux sont : Mars ≈ 250 Jy/beam (≈ 1 pW) et Uranus ≈ 28 Jy/beam (≈ 0.11 pW). La figure 3.10 montre que pour Mars, la réponse chute d'environ 20%, mais la forme de la courbe entre les deux points est quasiment linéaire. Cela se traduit par une variation quasi-linéaire de la tension de sortie du bolomètre (le comportement devient non-linéaire pour des variations de puissance incidente de plusieurs pW). Une procédure d'étalonnage semblable à ce qui est actuellement utilisé au 30m paraît ainsi réalisable avec ce type de bolomètre.

3.1.4.2 Bruit du Détecteur

Pour des valeurs de polarisation électrique et de conductance fixées, il est attendu que le $NEP_{détecteur}$ se dégrade avec l'élévation de la puissance incidente (du fait de l'échauffement

$$1\text{Jy/beam en pW/pixel} = 10^{-26} \times \frac{\pi D^2}{4} \times B \times T_{opt} \times \eta_e \times \eta_{abs} \times \eta_{pix} \times \frac{1}{4}$$

soit 1Jy/beam \Leftrightarrow 0.004 pW/pixel. D est le diamètre du télescope, le facteur (1/4) correspond au fait que le flux d'un *beam* est partagé sur 4 pixels, voir la partie 3.1.1 pour la définition des autres paramètres.

du détecteur et de la chute de la réponse). La figure 3.11 (a) le confirme et montre que le bruit du détecteur reste largement inférieur au bruit de photon sur la gamme [4 pW - 9 pW]. Le bruit qui varie le plus rapidement avec la puissance de fond est le bruit de MOS.

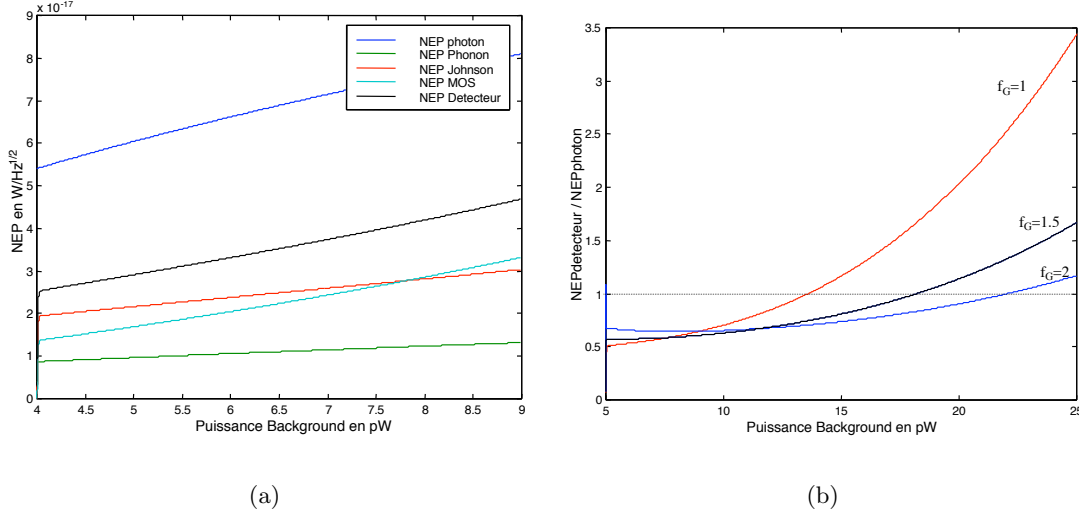


FIG. 3.11 – (a) Evolution des différents NEP en fonction du flux *background* incident sur le pixel. (b) Variation du rapport $\frac{\text{NEP}_{\text{détecteur}}}{\text{NEP}_{\text{photon}}}$ en fonction du flux *background* pour différentes valeurs du facteur de conductance.

La courbe rouge sur la figure 3.11 (b) montre que le bruit de détecteur atteint la valeur du bruit de photon pour une puissance incidente de 13.6 pW (la contribution provient essentiellement du bruit de MOS). Même si en théorie de telles variations ne sont pas attendues sur la caméra millimétrique, on peut remarquer que le fait d'augmenter la fuite thermique du bolomètre permet d'améliorer les performances sur une plus grande gamme (au détriment des meilleures valeurs de NEP dans la gamme 4-9 pW).

3.1.4.3 Mode à Réponse Constante

On vient de montrer que pour des variations de puissance incidente de l'ordre de 1 pW, le comportement du détecteur est proche de la linéarité. Pourtant si l'on considère des observations longues dans des conditions atmosphériques fortement variables, les fluctuations importantes du fond optique font que l'approximation de la linéarité n'est plus valable. L'utilisation du modèle numérique a permis de trouver un mode de fonctionnement pour lequel la réponse du détecteur peut être maintenue constante sur une gamme

étendue de puissance *background*.

La figure 3.12 est une représentation de la variation de la réponse électro-optique en fonction de la puissance du fond, ainsi que de la tension de polarisation du bolomètre (V_{bias}).

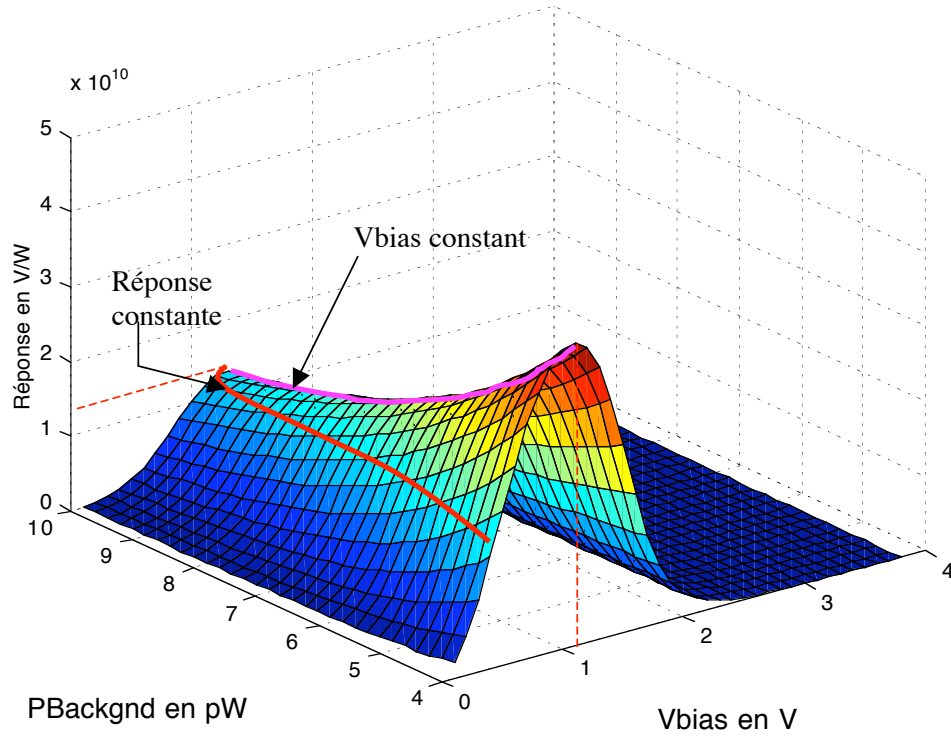
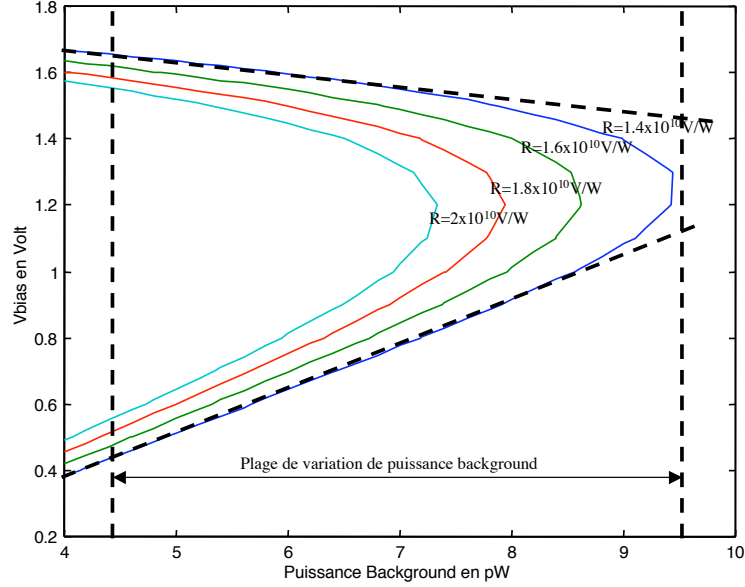


FIG. 3.12 – Représentation de la réponse du bolomètre en fonction de la polarisation V_{bias} et de la puissance de fond $P_{Backgnd}$. A polarisation constante, la réponse diminue avec le flux incident suivant une relation non-linéaire. Il est néanmoins possible de trouver une relation $V_{bias} = f(P_{Backgnd})$ telle que la réponse soit maintenue à une valeur constante (courbe rouge).

Pour une polarisation V_{bias} donnée, une augmentation de la puissance optique incidente provoque une diminution de la réponse, on retrouve le profil non linéaire.

On remarque également qu'il est théoriquement possible de réaliser un système de détection à réponse constante en fonction de la puissance de fond. Il existe en effet une relation $V_{bias} = f(P_{Fond})$ qui satisfait cette condition (elle correspond à la courbe rouge sur la figure 3.12). La figure 3.13 montre plusieurs courbes qui représentent ces relations pour différentes valeurs de réponses souhaitées.



(a)

FIG. 3.13 – (a) Courbes de réponses : famille de relations $V_{bias} = f(P_{Fond})$ permettant d'obtenir une réponse électro-optique constante. Pour chaque courbe, il existe 2 parties pouvant être solutions aux conditions. La relation $V=f(P)$ est quasi linéaire sur une grande partie de ces courbes.

Il apparaît tout d'abord que pour une puissance optique donnée, deux polarisations V_{bias} satisfont la condition de réponse imposée. D'après la figure 3.6, les polarisations se trouvant au-delà du point de polarisation optimale ($V_{bias} > 1.3$ V, partie haute de la figure 3.13) ont l'avantage de donner une constante de temps thermique plus petite au système (plus grande bande passante), elles seront donc privilégiées. Dans le cas de variations de puissance optique entre 5 et 9 pW, la solution limite de cette méthode propose une réponse maximale constante de 1.4×10^{10} V/W.

D'autre part, la relation $V_{bias} = f(P_{Fond})$ est quasi-linéaire sur une large gamme, ce qui peut faciliter la réalisation d'un tel système d'un point de vue électronique. Dans le même temps, le NEP du détecteur reste relativement constant pour chaque courbe (la limite $NEP_{détecteur} = NEP_{photon}$ correspond au cas où la réponse vaut 1.1×10^{10} V/W).

En pratique, pour mettre en œuvre cette méthode, deux étapes sont nécessaires. La première consiste à obtenir une table de correspondance *Réponse électro-optique* = f

$(V_{bias} ; P_{background})$, soit l'équivalent de la figure 3.12 pour chaque détecteur de la matrice. Pour cela, on utilise un système délivrant un flux optique calibré et modulable. La réponse est mesurée à chaque pas de puissance incidente, pour toute une gamme de polarisation électrique. Cette mesure nécessite du temps et une instrumentation spécifique, elle ne peut donc pas être réalisée fréquemment.

La deuxième étape correspond à la mise en œuvre de la méthode lors d'une observation. Pour estimer la puissance optique *background*, il est possible d'utiliser les résistances chauffantes présentes sur les pixels aveugles (cf. figure 2.20). En effet, ces résistances permettent de créer la même puissance sur les pixels aveugles que celle provenant du fond optique sur les pixels actifs (par équilibrage d'un pont électrique). Il est donc possible d'avoir accès à la puissance du fond à partir de la puissance Joule délivrée pour équilibrer le pont. A partir de la table de correspondance préalablement établie, on peut donc appliquer une valeur particulière de tension de polarisation pour avoir la réponse que l'on souhaite.

3.1.5 Influence de la Température du Bain Cryogénique

Les matrices du CEA ont été conçues pour fonctionner à une température de 300 mK (température de la source froide sur laquelle sont placés les thermomètres de référence). Cette température est obtenue grâce à un cryo-réfrigérateur ^3He du CEA/SBT [Duband 97].

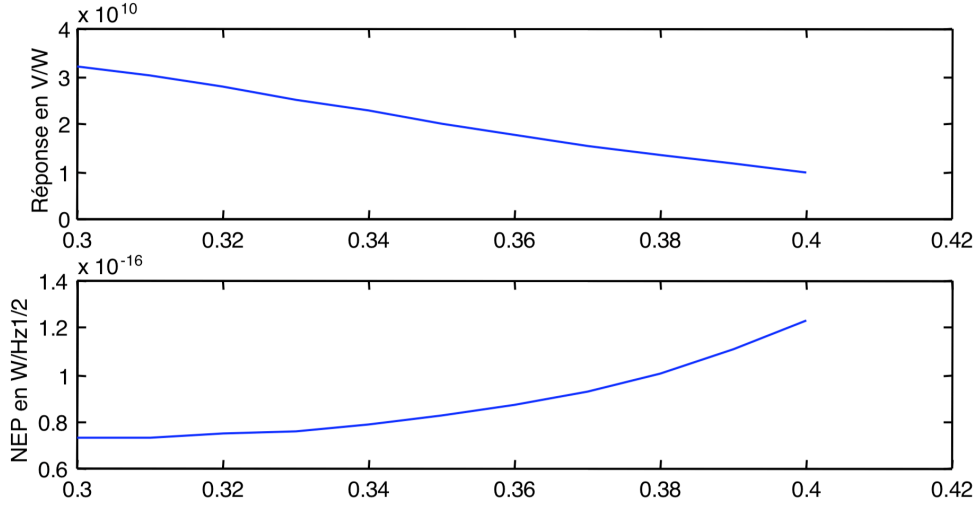


FIG. 3.14 – Influence de la température du bain cryogénique sur les performances du bolomètre.

Les réfrigérateurs ^3He ont une très bonne stabilité, de l'ordre de $\Delta T \approx 1\text{mK}$ sur une heure. Cette faible variation influe très peu sur les performances du bolomètre (variation de $\approx 0.6\%$ de la réponse).

3.2 Résultats de Mesures

Durant la thèse, il n'a pas été possible de réaliser de prototype de pixel millimétrique pour vérifier les propriétés électro-thermiques simulées par le modèle numérique⁷. Il est néanmoins intéressant de montrer quelques résultats de caractérisations de matrices sub-millimétriques réalisées au SAp puisque le principe de base du détecteur est le même dans les deux cas et les performances visées sont du même ordre de grandeur.

⁷La majeure partie des ressources disponibles au SAp et au LETI était mise en priorité sur le projet spatial PACS, pour cause de différents retards sur le projet.

3.2.1 Première Image

Le développement des matrices de bolomètre au CEA a débuté en 95 et se poursuit encore actuellement. La complexité de ce détecteur⁸ a conduit à étudier d’abord séparément les différents éléments constitutifs, puis progressivement la matrice dans sa totalité. Ainsi, la première véritable image obtenue avec une matrice 16×16 pixels multiplexés a été réalisée en février 2003 au SAP dans la phase de préparation des mesures de réponse spectrale qui seront abordées dans le chapitre suivant (cf. figure 3.15).

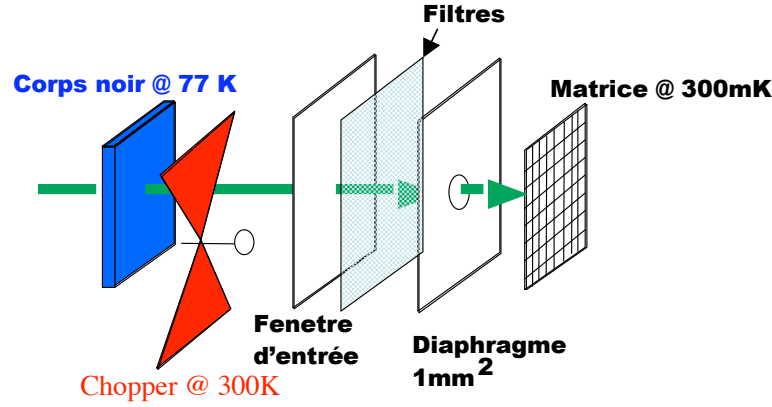


FIG. 3.15 – Schéma du système utilisé lors de l’obtention de la première image sur une matrice submillimétrique multiplexée. Le rayonnement incident est une modulation entre l’émission d’un corps noir à 77K et celle d’un chopper à 300K.

La matrice de type PACS “rouge” (pic d’absorption autour de $150 \mu\text{m}$), placée à 300 mK dans un cryostat IRLab, reçoit le flux d’un corps noir (Eccosorb à 77K) modulé par un chopper à 300K (cf. figure 3.16). L’image formée sur la matrice correspond à la distribution classique de la luminosité suivant la loi⁹ “en $\cos^4(\theta)$ ”. La fréquence d’acquisition des images est de 20 Hz (mode envisagé sur PACS). La réponse a été estimée à $1.5 \pm 0.5 \times 10^{10} \text{ V/W}$ par comparaison avec un bolomètre IRLab.

⁸Même si le principe de base du bolomètre est relativement simple. . .

⁹Dans le cas classique où un détecteur est illuminé par une source étendue, sans optique de focalisation, mais avec la présence d’un diaphragme, la distribution angulaire du flux sur le plan détecteur suit la loi $I \propto \cos^4(\theta)$, cf. par exemple[Born 99].

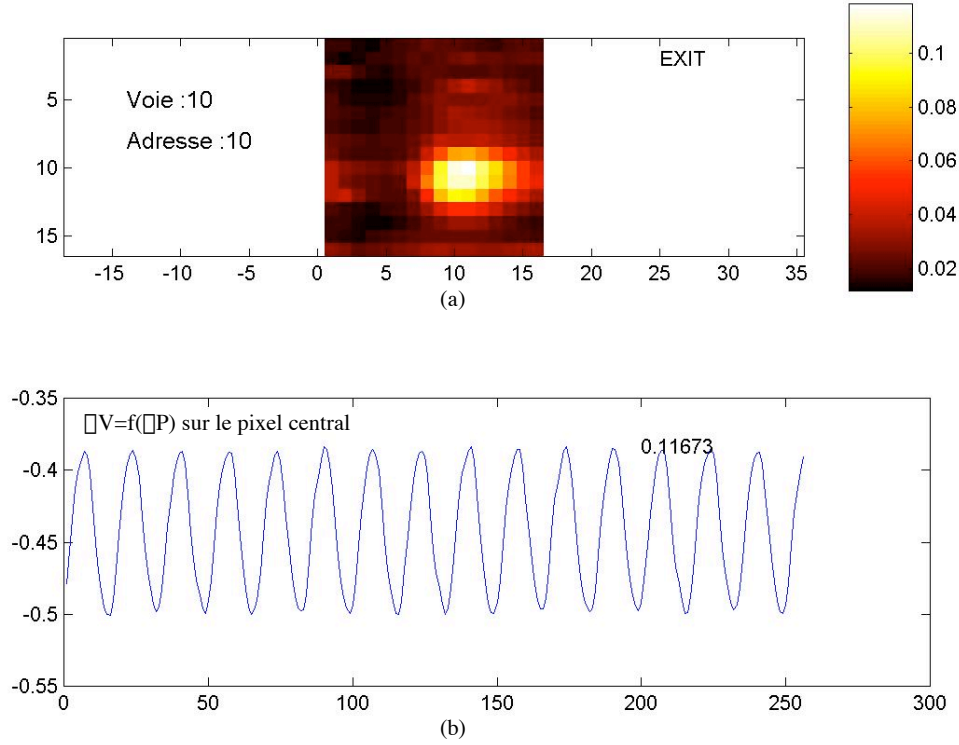


FIG. 3.16 – (a) Première image obtenue avec une matrice CEA submillimétrique (large bande) en mode multiplexé (256 pixels). L'image est une acquisition ($F_{ech} = 20$ Hz) du signal correspondant à l'émission du chopper à 300K. (b) Signal temporel du pixel central.

3.2.2 Mesures des Performances

Plusieurs bancs de tests cryogéniques ont été conçus pour caractériser les différentes matrices de bolomètres (de la matrice au plan focal entier de 2048 bolomètres) et notamment l'influence du type de dopage sur les performances des thermomètres. Ces systèmes de mesure utilisent le principe décrit par la figure 3.15. La différence est que le corps noir est placé sur l'étage hélium, face au détecteur et contrôlé en température. Un chopper, également contrôlé en température permet de créer de petites variations de flux par dessus une émission de fond. Des filtres froids définissent la bande passante optique.

Ces caractérisations sont encore en cours à Saclay, mais elles ont déjà permis de montrer que des réponses supérieures à 2×10^{10} V/W étaient couramment atteintes.

Les figures suivantes présentent des résultats obtenus avec une matrice PACS "bleue" de type modèle de qualification. Elles montrent le comportement général du bolomètre, que l'on pourra rapprocher des simulations de la première partie de ce chapitre. Précisons

que les mesures sont réalisées pour des modulations de puissance optique de 1pW. Il n’a pas été possible de réaliser des mesures à plus petits signaux à cause d’un problème de résistance chauffante permettant la régulation du flux optique.

3.2.2.1 Polarisation Optimum

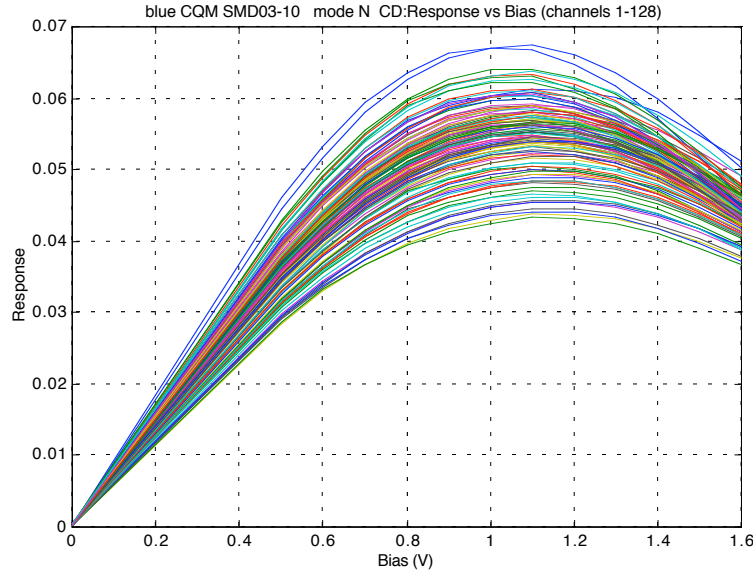


FIG. 3.17 – Mesures de la réponse électro-optique en fonction de la tension de polarisation pour 128 pixels de la matrice “bleue” SMD03-10 (le delta du signal optique servant au calcul de la réponse est de 1 pW). L’unité de la réponse est arbitraire mais est directement liée à des $[V/W]$.

Le comportement global des pixels suit parfaitement le profil établi par la simulation (cf. figure 3.6). La figure 3.17 montre qu’il existe une dispersion de la réponse de l’ordre de 30% (à la polarisation optimum) sur les 128 pixels considérés (les 128 autres pixels ont un comportement identique et ne sont pas présentés ici). Cette valeur importante dépend de plusieurs facteurs, notamment de la probable non-uniformité de l’éclairement sur le plan de la matrice. D’autre part, il est possible que la gravure des grilles silicium et en particulier des poutres servant de fuite thermique ne soit pas uniforme. Les pixels n’auraient donc pas la même valeur de conductance thermique. Ce point est à l’étude actuellement.

La réponse moyenne au point de polarisation optimum est estimée entre 7 et $8 \times 10^{10} V/W$, ce qui est une valeur très élevée pour ce type de détecteur (il s’agit de bolomètres de relativement basse impédance).

L'analyse du NEP (il s'agit ici du NEP total, soit la somme quadratique de toutes les composantes, y compris du bruit de photon) montre que le détecteur est très proche des spécifications de PACS ($NEP_{\text{photon}} \approx 1.5 \times 10^{-16} \text{ W/Hz}^{1/2}$). On retrouve également la plage de quelques centaines de milliVolts autour de la polarisation optimum pour laquelle les performances restent très bonnes.

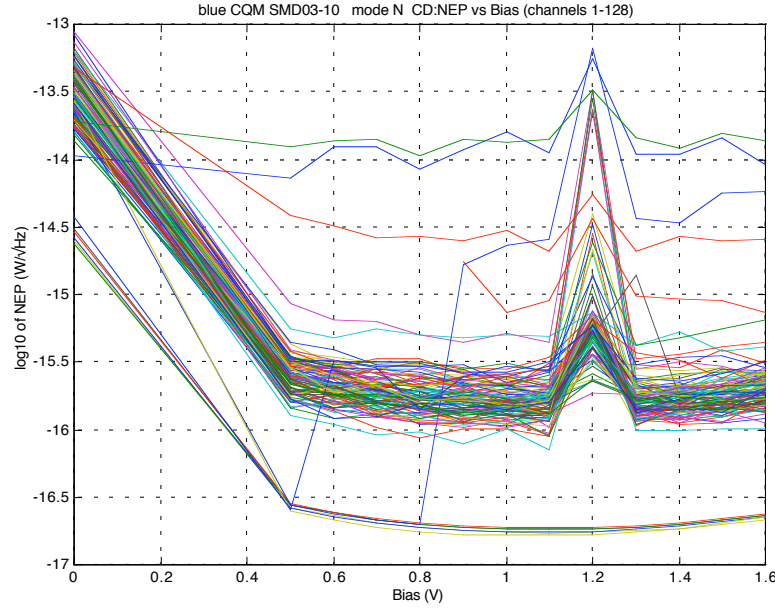


FIG. 3.18 – Mesures du NEP total en fonction de la tension de polarisation pour 128 pixels de la matrice bleue SMD03-10. Une perturbation commune à la grande majorité des pixels lors de l'acquisition à 1.2V produit un pic parasite.

3.2.2.2 Variation de la Puissance de Fond

Comme dans le cas de la simulation, une fois les conditions de polarisation optimum établies, il est intéressant de regarder l'évolution des performances en fonction de la puissance incidente.

Les profils de réponse (cf. figure 3.19) et de NEP (cf. figure 3.20) sont là aussi très proches de ce donne la simulation.

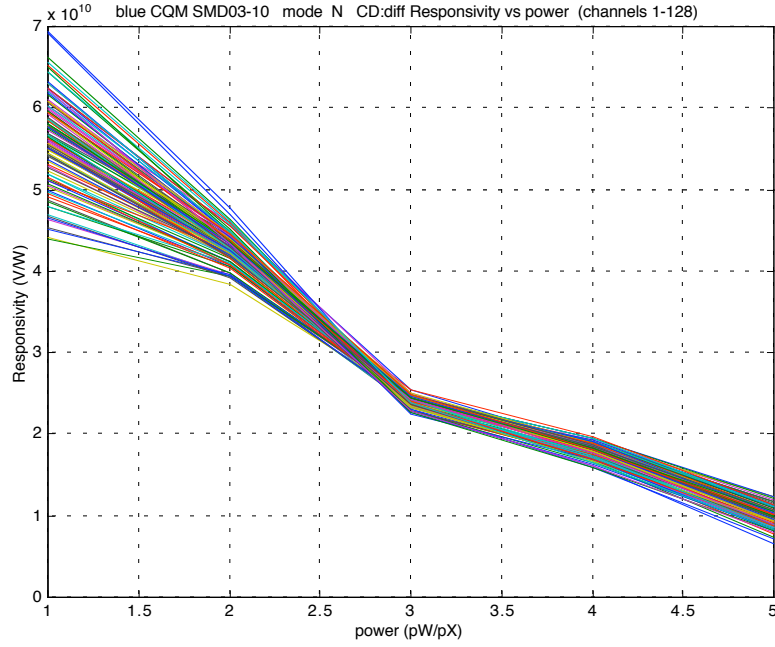


FIG. 3.19 – Mesures de la variation de réponse électro-optique en fonction de la puissance de fond en pW (128 pixels de la matrice SMD03-10).

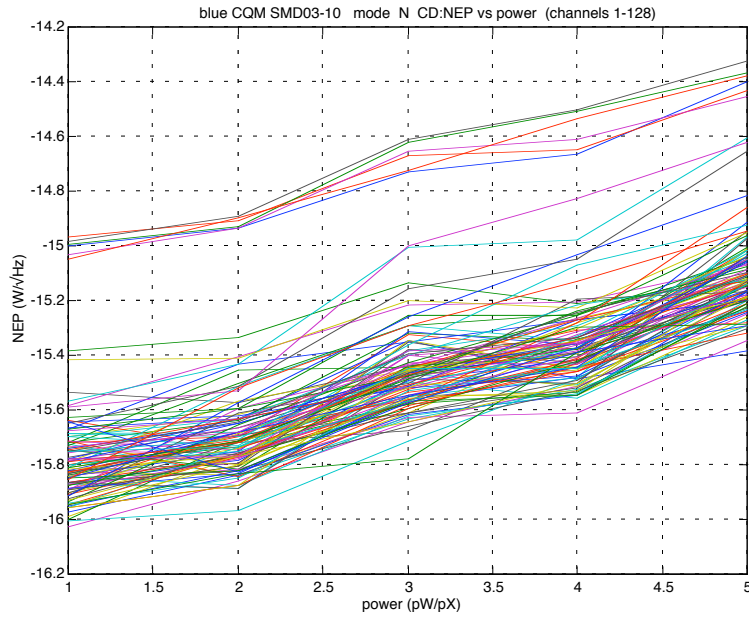


FIG. 3.20 – Mesures de la variation du NEP total en fonction de la puissance de fond pour 128 pixels de la matrice SMD03-10.

3.2.2.3 Mesure de la Bande Passante

Dans les mesures précédentes, la fréquence du chopper était de 0.5 Hz. Pour mesurer la bande passante des bolomètres, la fréquence est ensuite augmentée jusqu'à 4.5 Hz. Les puissances mises en jeu pour activer le chopper à une fréquence supérieure à 4.5 Hz ne permettent pas actuellement de maintenir des conditions optimales de température sur le plan focal.

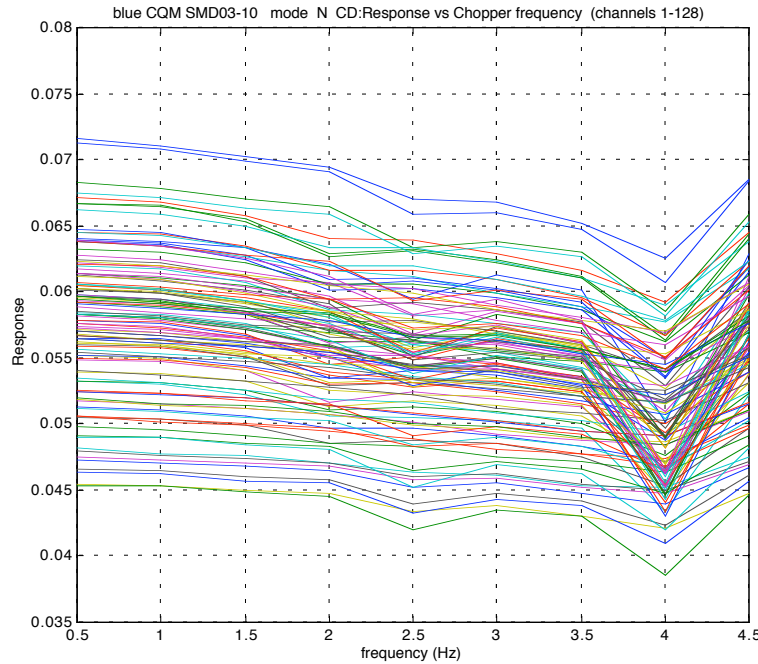


FIG. 3.21 – Mesure de la variation de la bande passante pour 128 pixels de la matrice SMD03-10. Le point à 4 Hz est perturbé par l'effet de l'échantillonnage de l'image.

Les mesures montrent néanmoins que la bande passante du détecteur ne varie que de $\approx 10\%$ entre 0.5 et 4.5 Hz. Des mesures complémentaires sont nécessaires.

3.2.2.4 Influence de la Température du Bain Cryogénique

La figure 3.22 montre que la température du cryo-réfrigérateur est un paramètre important sur les performances des bolomètres. Une variation de 100 mK produit une chute de la réponse d'un facteur 1.8 environ (la simulation donne une valeur plutôt de l'ordre de 3). En pratique, la stabilité peut être très bonne, par contre il existe une incertitude importante sur la valeur exacte de la température de la source froide du bolomètre (due au

fait que la valeur de la résistance thermique entre le boîtier détecteur et le *strap* thermique venant du cryo-réfrigérateur n'est pas connue avec précision).

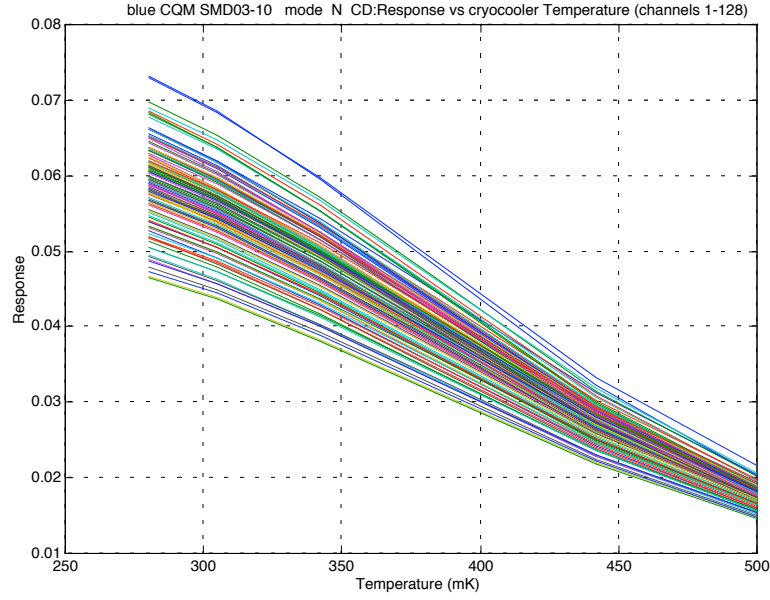


FIG. 3.22 – Mesure de la variation de la réponse de 128 pixels de la matrice SMD03-10 en fonction de la température du bain cryogénique.

3.3 Conclusions

Les simulations ont montré qu'il était possible de concevoir une matrice millimétrique, basée sur le modèle des matrices submillimétriques PACS, dont les performances en terme de sensibilité seraient limitées par le bruit de photon du fond.

Le comportement non linéaire de la réponse en fonction de la puissance incidente a été montré, mais permet néanmoins d'effectuer une calibration classique avec des planètes (Mars ou Uranus). Un mode dit de réponse constante a également été mis en évidence et peut être employé lors de fluctuations importantes de l'émission atmosphérique.

La constante de temps théorique semble compatible avec les spécifications d'observations depuis le sol, mais peut également être améliorée en augmentant la conductance thermique lors de la fabrication des détecteurs (sans diminution significative de la sensibilité).

Enfin, les résultats récents de mesures des matrices PACS semblent indiquer que les performances réelles sont tout à fait celles qui sont attendues. Le système de multiplexage par MOS fonctionne (toutes les mesures précédentes ont été réalisées avec une fréquence d'échantillonnage de l'image de 20 Hz).

Des mesures préliminaires avaient indiqué que le mode de lecture par double échantillonnage corrélé permettait de supprimer la composante en $1/f$ du signal (coude du bruit < 0.1 Hz). Des travaux supplémentaires sont néanmoins nécessaires pour mieux caractériser ces différents modes de lecture, notamment le mode différentiel avec les pixels aveugles.

Chapitre 4

Du Détecteur au Plan Focal

Le chapitre précédent était consacré aux aspects thermiques et électriques des bolomètres millimétriques. Leurs comportements ont été modélisés en considérant qu'un rayonnement millimétrique était absorbé efficacement par un certain système optique. Ce chapitre présente l'adaptation du système d'absorption par cavité quart d'onde au domaine millimétrique et notamment le moyen original conçu pour y parvenir. Une première approche de l'architecture du plan focal est proposée dans la deuxième partie.

4.1 Le Système d'Absorption Développé pour le Millimétrique

4.1.1 Les Limitations du Système Submillimétrique

Dans le chapitre 2, il a été vu que l'absorption du rayonnement submillimétrique par les bolomètres du CEA s'effectue grâce à un dispositif qui combine deux types de résonances électromagnétiques (une dans le sens horizontal, l'autre vertical, cf. partie 2.4.2.3 et figure 4.1). La hauteur de la cavité entre le réflecteur et la grille absorbante définit la longueur d'onde centrale à laquelle le détecteur sera adapté, les motifs métalliques (croix, boucles, grille) permettant quant à eux d'élargir le domaine de détection (cf. figure 4.2 b). La taille de la cavité quart d'onde est définie par la hauteur des billes d'indium disposées sous les cloisons inter-pixels (cf. figure 4.1).

L'idée générale du développement de matrices de bolomètres millimétriques au CEA est de reprendre chaque partie du système submillimétrique existant, et de l'adapter aux conditions imposées par les plus grandes longueurs d'ondes. Ainsi, pour l'absorption optique, la première idée est bien-entendu d'augmenter la taille des billes d'indium pour

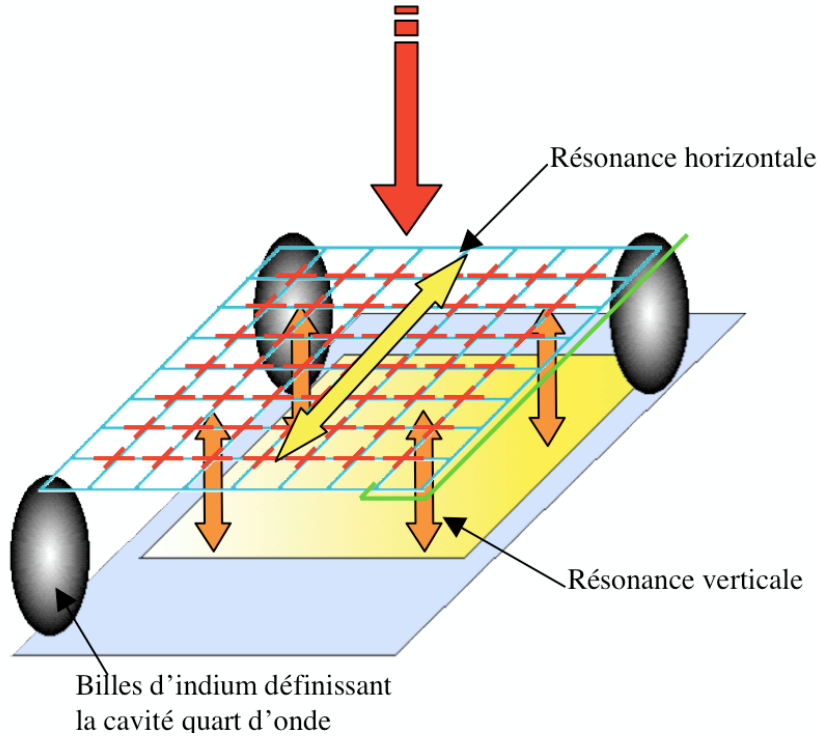


FIG. 4.1 – Schéma de la cavité quart d'onde des pixels, utilisant l'absorption à double résonance. La taille maximale des billes d'indium limite l'efficacité du système jusqu'aux longueurs d'ondes proches de $300\ \mu\text{m}$.

centrer la courbe de réponse spectrale autour de $1.3\ \text{mm}$ (ce qui correspond à une cavité de $325\ \mu\text{m}$). Or, pour une épaisseur de mur inter-pixel fixée ($50\ \mu\text{m}$), des billes d'environ $300\ \mu\text{m}$ couvriraient une partie non négligeable du volume utile de la cavité résonante, ce qui diminuerait ainsi le coefficient d'absorption. De plus, le LETI n'a pas encore validé la technologie d'hybridation par billes d'indium de tailles supérieures à $60\ \mu\text{m}$ pour les matrices de bolomètres¹.

Les courbes de la figure 4.2 sont des simulations de l'absorption optique de cavités de 60 et $75\ \mu\text{m}$.

Le pic d'absorption est centré sur 240 et $300\ \mu\text{m}$ pour des cavités respectivement de 60 et $75\ \mu\text{m}$. Le motif avec lequel le métal est déposé sur la grille de silicium (ici en boucles) permet d'élargir l'absorption sur une zone relativement large. Mais ces courbes montrent

¹Le développement des bolomètres au CEA était à l'origine pour l'instrument SPIRE sur HERSCHEL ($250 - 600\ \mu\text{m}$). Les cavités conçues alors avaient une taille de $75\ \mu\text{m}$. Sur PACS, l'architecture du pixel a légèrement changé (redondance des billes ce qui limite la place disponible, des billes plus grosses se toucheraient). La limite actuelle est $60\ \mu\text{m}$.

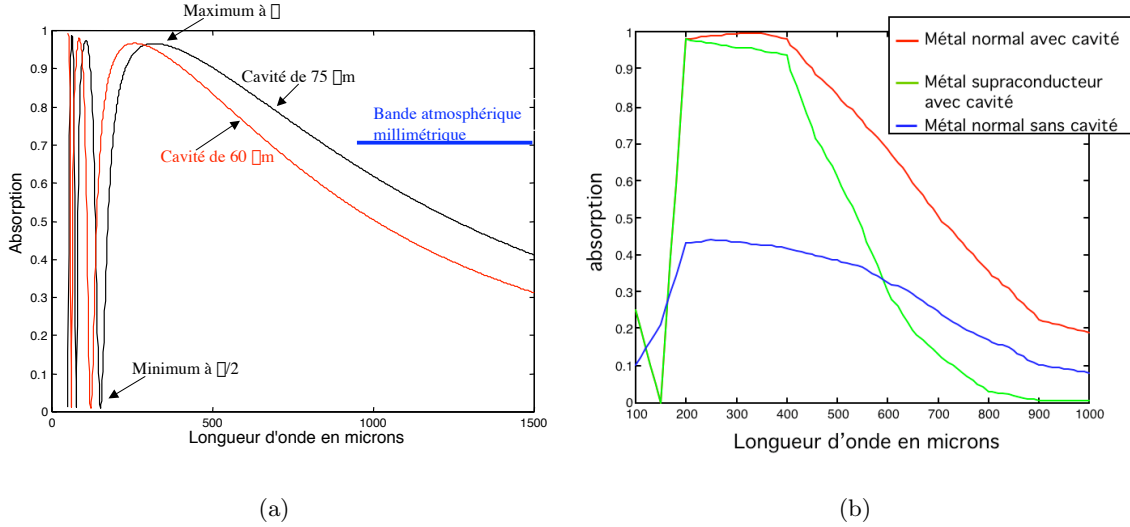


FIG. 4.2 – (a) Simulations de l’absorption de cavités de 60 et 75 μm . L’absorption moyenne dans la bande millimétrique est de l’ordre de 40% pour une cavité de 60 μm . (b) Simulations de l’absorption montrant l’effet de boucles de métal supraconducteur (simulations réalisées par le code électromagnétique FSS2D au LETI).

également qu’avec de telles cavités, même s’il existe une absorption “résiduelle” dans la bande millimétrique, sa valeur est faible (40% en moyenne).

Il est donc apparu nécessaire de trouver une technique d’adaptation de l’absorption aux longueurs d’ondes millimétriques, tout en essayant de minimiser les changements importants par rapport aux matrices PACS (dans un souci de minimiser le coût de développement et de bénéficier des acquis des développements précédents).

4.1.2 Les Différentes Solutions Technologiques pour le Millimétrique

Même si les billes d’indium sont limitées en taille, il est tout de même envisageable de trouver une technologie permettant de réaliser une cavité proche de 325 μm . La solution la plus intuitive consiste à imaginer un système qui vient s’intercaler entre les billes de 60 μm et la grille tout en assurant la conduction électrique entre les deux. L’exemple montré sur la figure 4.3 (a) utilise un système de double hybridation par billes d’indium ainsi que des “vias” (trous métallisés dans un diélectrique) au travers d’une plaque en silicium, matériau transparent dans le millimétrique². Cette technologie de transmission verticale

²solution proposée par B. Lazareff.

du signal existe, et a été étudiée au LETI. Il s'agit néanmoins d'une solution à long terme, nécessitant un développement à part entière et des ressources importantes puisque de nombreuses étapes supplémentaires vont intervenir dans le procédé de fabrication.

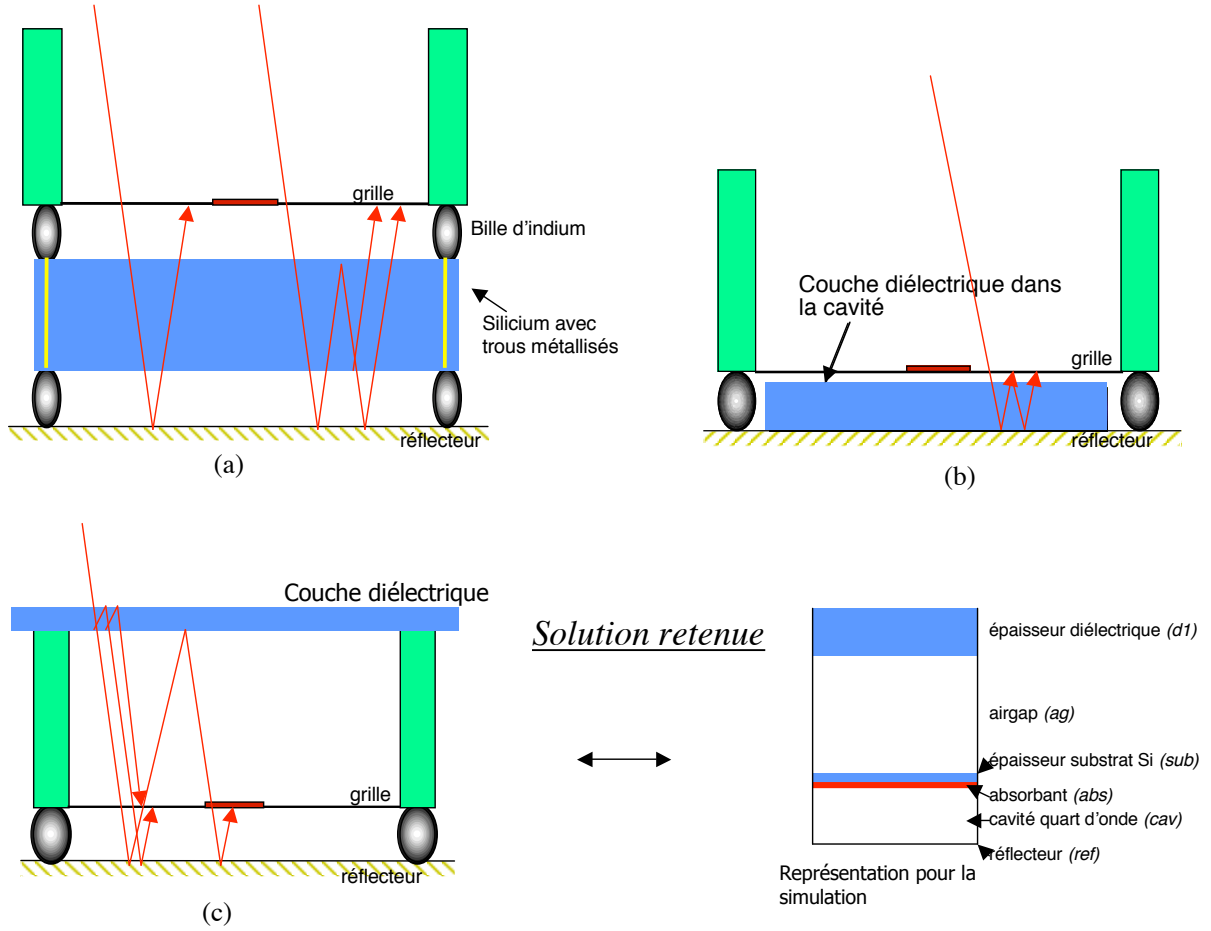


FIG. 4.3 – Description de plusieurs solutions envisagées pour l'adaptation des matrices submillimétriques au domaine millimétrique. La solution retenue (c) est la plus simple à réaliser.

Une autre approche, très proche de la première, consiste à utiliser la hauteur maximum des cavités des matrices submillimétriques et à augmenter le chemin optique à l'intérieur de celles-ci (cf. figure 4.3 b). Un matériau diélectrique d'indice de réfraction n et d'épaisseur e est placé sur le réflecteur. La hauteur de la cavité est alors augmentée d'une quantité $e(n - 1)$. Pour les longueurs d'ondes visées par notre système, cette technique nécessite des matériaux de hauts indices ou un empilement complexe de matériaux d'indices différents. Là aussi, cette technologie nécessite un développement lourd.

La dernière solution proposée, la moins intuitive, consiste à garder en totalité la structure d'une matrice submillimétrique (ou mieux, d'une matrice utilisant des billes de taille maximum de $60\ \mu\text{m}$) et à venir superposer une couche diélectrique (un ou plusieurs matériaux) en face avant (cf. figure 4.3 c). Si les paramètres d'épaisseur et d'indice de réfraction sont adaptés convenablement, ce dispositif permet de supprimer toute composante du champ électrique qui serait réfléchi par le système (système anti-reflet). L'avantage de cette solution est que la matrice de base est identique aux matrices submillimétriques conçues à l'heure actuelle et dont le procédé de fabrication est maintenant maîtrisé. L'ajout de couche diélectrique se fait en fin de *process* (collage classique entre deux matériaux diélectriques) et est similaire à la technique utilisée pour recouvrir les pixels aveugles. La modélisation électromagnétique de cette solution est présentée dans la partie suivante.

4.1.3 Modélisation de la Solution Retenue

4.1.3.1 Le Formalisme des Couches Minces

Le fait de placer un matériau diélectrique (transparent dans le domaine millimétrique en première approximation), devant l'empilement technologique existant est semblable à l'ajout d'une couche anti-reflet devant un détecteur, comme c'est le cas dans les systèmes utilisés traditionnellement en UV, optique ou infrarouge. Des réflexions multiples se produisent à l'intérieur de la nouvelle cavité ainsi formée ce qui a pour effet d'augmenter la probabilité d'absorption de l'onde incidente par le métal. Le but de la modélisation sera de trouver les configurations permettant d'annuler la composante de champ électrique réfléchi à l'entrée du système³ à une certaine longueur d'onde (ou plus exactement sur un certain domaine spectral).

Plusieurs méthodes sont envisageables pour connaître l'absorption d'une telle structure et l'optimiser. Nous avons d'abord choisi la technique de modélisation utilisée dans le domaine des couches minces. L'avantage de cette méthode est qu'elle n'est pas trop lourde à mettre en place (écriture du code, et temps de calcul). Elle se limite par contre à des empilements plans semi-infinis et ne tient pas compte de l'effet des motifs métalliques périodiques. Pour simuler la véritable structure en 3D et notamment optimiser l'absorption par les motifs métalliques, une deuxième étape consistera à utiliser des codes de calculs

³On considère que tout le rayonnement qui n'est pas réfléchi est absorbé par le détecteur.

électromagnétiques de type HFSS notamment (cette étude n'a pu être menée dans le cadre de la thèse, mais sera conduite au LETI).

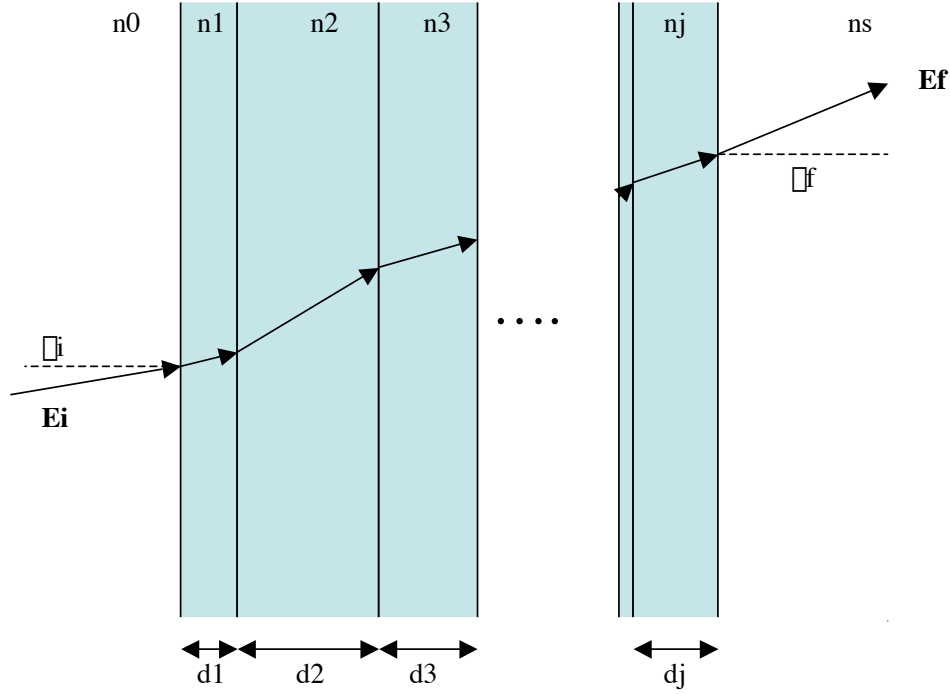


FIG. 4.4 – Schéma d'un empilement multicouche diélectriques classique. Le rayonnement incident, caractérisé par son champ électrique E_i pénètre dans le multicouche avec un certain angle d'incidence θ_i et traverse plusieurs couches d'indices n_i et d'épaisseurs d_i . Dans notre cas, la dernière couche correspond au miroir.

Un exemple de structure multicouche typique est représenté sur la figure 4.4. Un empilement de j couches, chacune caractérisée par son épaisseur d_i et son indice spectral n_i est placé sur un substrat (dans notre cas le réflecteur de la cavité). Un rayon incident est défini par son champ électrique E_i et son angle d'incidence θ_i .

Le formalisme employé ici revient à calculer le champ électrique (et magnétique) d'un côté d'une interface de l'empilement et de le relier à l'autre côté. À l'interface de la couche m , la continuité des composantes de champ électrique permet d'écrire :

$$E_m = E_m^+ + E_m^- \quad (4.1)$$

les symboles “+” et “-” indiquent respectivement la direction incidente et la direction

opposée au sens de propagation. Le champ magnétique étant relié au champ électrique par :

$$\vec{H} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n \vec{k} \times \vec{E} \quad (4.2)$$

il vient alors,

$$H_m = \eta_1 (E_m^+ - E_m^-) \quad (4.3)$$

où $\eta_1 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n_1$ est l'admittance optique. En combinant ces équations,

$$E_m^+ = \frac{1}{2} \left(\frac{H_m}{\eta_1} + E_m \right) \quad (4.4)$$

$$E_m^- = \frac{1}{2} \left(-\frac{H_m}{\eta_1} + E_m \right) \quad (4.5)$$

et par analogie,

$$H_m^+ = \frac{1}{2} (H_m + \eta_1 E_m) \quad (4.6)$$

$$H_m^- = \frac{1}{2} (H_m - \eta_1 E_m) \quad (4.7)$$

A l'interface $m - 1$, les composantes de champs sont reliées à celles définies par les équations 4.4 à 4.7 par le déphasage δ dû aux propriétés du matériau,

$$\delta = \frac{2\pi n d \cos \theta}{\lambda} \quad (4.8)$$

où λ est la longueur d'onde considérée.

Ainsi, de la même façon, les expressions des composantes des champs à l'interface $m - 1$ s'écrivent :

$$E_{m-1}^+ = E_m^+ e^{i\delta} = \frac{1}{2} \left(\frac{H_m}{\eta_1} + E_m \right) e^{i\delta} \quad (4.9)$$

$$E_{m-1}^- = E_m^- e^{i\delta} = \frac{1}{2} \left(-\frac{H_m}{\eta_1} + E_m \right) e^{i\delta} \quad (4.10)$$

et de façon semblable pour les composantes magnétiques. En remplaçant l'exponentielle

par sa forme trigonométrique, il vient :

$$E_{m-1} = E_{m-1}^+ + E_{m-1}^- = E_m \cos \delta + H_m \frac{i \sin \delta}{\eta_1} \quad (4.11)$$

$$H_{m-1} = H_{m-1}^+ + H_{m-1}^- = E_m \frac{i \sin \delta}{\eta_1} + H_m \cos \delta \quad (4.12)$$

ou encore, en notation matricielle,

$$\begin{pmatrix} E_{m-1} \\ H_{m-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \delta & (i \sin \delta)/\eta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta & \cos \delta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_m \\ H_m \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

soit,

$$\begin{pmatrix} E_{m-1} \\ H_{m-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ Y_s \end{pmatrix} E_m \quad (4.14)$$

(M) est la matrice caractéristique de la couche m et Y_s est l'admittance du substrat.

Dans le cas d'un empilement de couches, cette expression se généralise sous la forme :

$$\begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_3 \end{pmatrix} \cdots \begin{pmatrix} 1 \\ Y_s \end{pmatrix} E_m \quad (4.15)$$

Le coefficient de réflexion en amplitude à l'entrée de l'empilement est défini par $r = \frac{E_m^+}{E_m^-}$.

Or,

$$B = E_m^+ + E_m^- \quad (4.16)$$

et

$$C = Y_0(E_m^+ - E_m^-) \quad (4.17)$$

$Y_0 = \frac{1}{377}$ étant l'admittance du vide. r s'écrit finalement,

$$r = \frac{BY_0 - C}{BY_0 + C} \quad (4.18)$$

Ainsi, la multiplication des matrices⁴ caractéristiques de chaque couche permet d'avoir

⁴On parle quelquefois de matrice d'Abelès, du nom du chercheur qui a mis en forme cette théorie.

accès aux composantes du champ réfléchi et donc dans notre cas, à l'absorption de l'empilement. Il s'agit d'une méthode particulièrement bien adaptée aux codes de calcul par ordinateur.

4.1.3.2 Modélisation de l'Empilement de la Matrice

Chaque couche de la matrice est modélisée par une matrice du type de l'équation 4.13. L'empilement est de la forme *Diélectrique - Airgap - Substrat silicium - Absorbant - Cavité - Réflecteur*.

Le substrat silicium correspond à l'épaisseur de la grille sur laquelle est déposé le métal (épaisseur de 5 μm). Les indices des couches Cavité et *Airgap* valent 1. L'indice du métal absorbant est de la forme $n_{abs} = n_1 + in_2$ avec n_2 très élevé pour permettre l'absorption du rayonnement⁵. La dernière couche, le réflecteur dans notre cas, est de la forme $M = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$.

Le travail a essentiellement porté sur l'ajout d'une couche unique de matériau diélectrique (du silicium d'indice 3.4)   une distance variable de la grille (cf. figure 4.3). Pour une taille de cavité quart d'onde fixée, il existe donc deux paramètres libres ( paisseur de la couche de silicium et épaisseur de l'*airgap*) sur lesquels l'optimisation de l'absorption dans une certaine bande spectrale peut jouer. On fixe alors une gamme de valeurs réalistes pour chacun de ces paramètres. Le coefficient d'absorption du dispositif que l'on cherche à optimiser est ensuite calculé par la méthode des matrices pour chaque couple (* paisseur silicium ; airgap*).

La figure 4.5 présente les résultats d'une telle méthode. La carte obtenue donne les valeurs du coefficient d'optimisation (il s'agit du coefficient d'absorption intégré sur toute la bande) en fonction des deux variables épaisseur de silicium et *airgap*.

Le cas considéré ici, servant d'exemple et de démonstrateur technologique, est celui d'une matrice de type PACS "rouge" (cavité de 25 μm) que l'on cherche à optimiser pour la bande de transmission atmosphérique à 450 μm . Ce cas est intéressant car il apparaît que des solutions relativement bonnes ($\geq 70\%$ d'absorption) existent pour une épaisseur d'*airgap* de 450 μm , soit la hauteur par défaut des murs inter-pixels. La solution la plus

⁵L'indice d'un matériau est lié à sa constante diélectrique par $n^2 = \epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$. Pour un métal, les relations de Hagens et Ruben permettent de relier ϵ_1 et ϵ_2 aux propriétés du matériau (ω_p) et à la longueur d'onde.

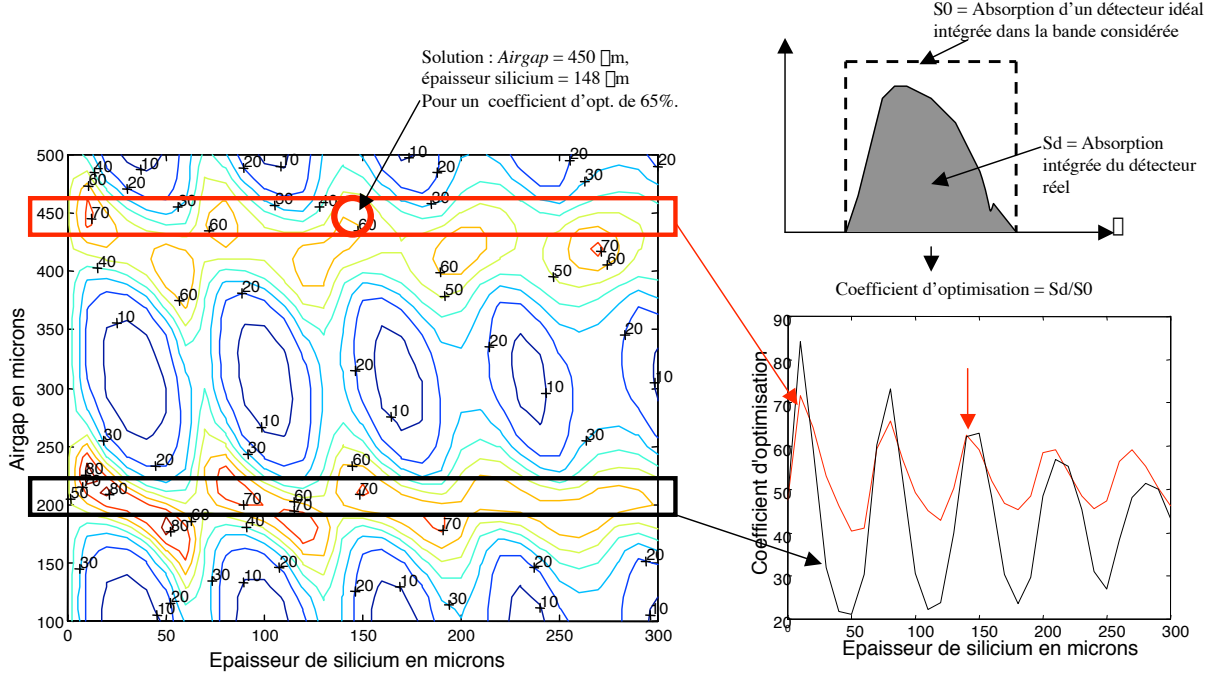


FIG. 4.5 – Détermination du coefficient d'optimisation. La structure simulée consiste en une cavité fixe de $25 \mu\text{m}$, une épaisseur *airgap* variable et une épaisseur de silicium variable. La bande spectrale visée est la bande de transmission atmosphérique entre 420 et $480 \mu\text{m}$. La carte de gauche montre la variation du coefficient d'optimisation en fonction des 2 paramètres. Les maxima obtenus correspondent à des solutions technologiques plus ou moins exploitables.

facile à réaliser technologiquement⁶ est la suivante : (*silicium* = $148 \mu\text{m}$ et *airgap* = $450 \mu\text{m}$) et permet d'obtenir le profil d'absorption représenté sur la figure 4.6 (a).

L'absorption intégrée sur la bande ($420 - 480 \mu\text{m}$) dans le cas d'une matrice sans couche diélectrique est de 47% , et passe à 64% avec la solution précédente. Remarquons, d'après la carte bi-paramétrique de la figure 4.5, que d'autres solutions présentant un meilleur résultat existent (absorption $> 85\%$, cf. figure 4.6 b) mais sont plus complexes à mettre en œuvre technologiquement (voir par la suite).

Le profil obtenu montre également la présence de pics d'absorption parasites aux plus courtes longueurs d'ondes (d'autant plus nombreux que les épaisseurs de silicium et d'*airgap* mises en jeu sont grandes). Ces pics peuvent être supprimés en utilisant des filtres

⁶Cette solution est en effet relativement simple à réaliser puisqu'il suffit de coller une plaque non structurée de silicium de $148 \mu\text{m}$ sur la matrice existante.

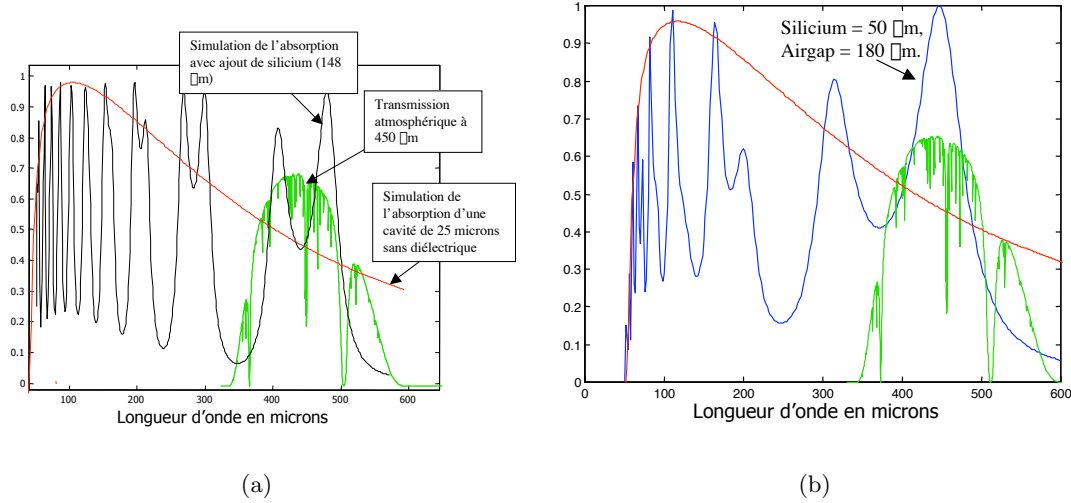


FIG. 4.6 – (a) Simulation de courbes d'absorption d'une matrice de type PACS (cavité de 25 μm) en rouge et d'une matrice identique, surmontée d'une couche de silicium de 148 μm d'épaisseur placée à 450 μm au-dessus de la grille (courbe noire). Ces paramètres optimaux ont été déterminés par la simulation de type couches minces et permettent au système d'avoir une absorption importante dans la bande atmosphérique à 450 μm . (b) Simulation d'un cas donnant une meilleure absorption (86% dans la bande), mais plus difficile à réaliser technologiquement du fait de l'*airgap* plus petit que la hauteur des murs inter-pixels.

optiques passe-bande traditionnellement utilisés dans le domaine (sub)-millimétrique.

La configuration (*silicium* = 148 μm , *airgap* = 450 μm) servira de vérification expérimentale du concept proposé pour l'adaptation aux grandes longueurs d'ondes. Le choix ne s'est pas porté sur la bande millimétrique dans un premier temps pour une raison majeure : le spectromètre à transformée de Fourier utilisé pour la caractérisation spectrale⁷ a une sensibilité maximum dans la gamme (200 - 600 μm). Il a donc été décidé pour des questions de *planning* de d'abord valider le concept technologique proposé en optimisant les chances de détection, et donc de réaliser des mesures à 450 μm .

Les simulations pour l'adaptation aux bandes millimétriques sont présentées dans la partie 4.1.5.

⁷Cet instrument a été opérationnel assez tardivement dans le projet. Il sera décrit en annexe.

4.1.4 Mesures de la Réponse Spectrale

4.1.4.1 Exemple de Spectres Mesurés

Pour mesurer les coefficients d'absorption des matrices de bolomètres, un spectromètre à transformée de Fourier a été utilisé (cf. la description du système de mesure en annexe C). La méthode a consisté à mesurer à l'aide d'un bolomètre commercial classique le spectre du rayonnement d'un corps noir réfléchi alternativement sur un miroir (S_{ref}) et sur la matrice à caractériser (S_{bolo}). En considérant que tout le rayonnement qui n'est pas réfléchi est absorbé par la matrice, il est possible de remonter simplement au coefficient d'absorption de cette dernière par :

$$Abs = 1 - \frac{S_{bolo}}{S_{ref}} \quad (4.19)$$

Un signal typique (interférogramme) est montré sur la figure 4.7 (a). Il est symétrique par rapport au pic central et son atténuation rapide montre qu'il s'agit d'un spectre étendu. Le zoom montre que le rapport signal à bruit est très élevé puisqu'il est possible de mesurer un signal utile à un niveau environ mille fois plus faible que le niveau du pic central.

Le spectre obtenu par transformée de Fourier de l'interférogramme est présenté sur la figure 4.7 (b). Sa forme résulte de la multiplication du spectre du corps noir source par la fonction instrumentale du spectromètre, la transmission des filtres optiques, les éventuelles absorption résiduelles de vapeur d'eau et la réponse du bolomètre commercial servant à la mesure. Toutes ces contributions sont communes aux mesures de S_{ref} et de S_{bolo} et sont supprimées dans le calcul de la réponse spectrale de la matrice.

4.1.4.2 Réponse Spectrale d'une Matrice PACS

Le concept d'adaptation en longueur d'onde par ajout de couche diélectrique a donc été testé sur une matrice de type PACS. La première étape a consisté à mesurer la réponse spectrale de la matrice de base (cf. figure 4.8). Il s'agit de la première mesure qui met en évidence le profil caractéristique attendu pour ce type de matrice à cavité quart d'onde. Le "zéro", situé à deux fois la taille de la cavité est relativement bien marqué et positionné à $50 \mu\text{m}$ comme prévu. Le maximum d'absorption ($> 80\%$) se situe entre 100 et $200 \mu\text{m}$, comme attendu également, et le profil suit globalement la courbe simulée.

Au-delà des incertitudes de mesures, il apparaît une structure quasi périodique dans la

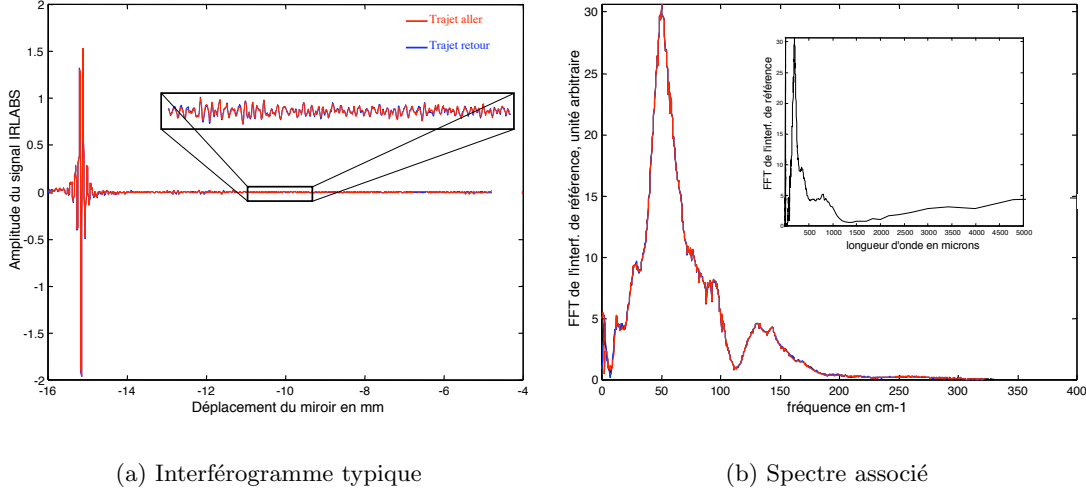


FIG. 4.7 – (a) Interférogramme d'un signal de référence (réflexion sur le miroir). Les courbes rouge et bleu correspondent aux mesures “allers” et “retours” du miroir mobile du spectromètre. (b) Spectre calculé à partir de la transformée de Fourier de l'interférogramme.

courbe de réponse. Cet effet peut être dû au fait que l'incidence du faisceau sur la matrice est d'environ 4° par rapport à la normale (configuration imposée par le système de mesure, voir annexe C). Comme le faisceau provenant du spectromètre a un diamètre de l'ordre de 7 mm, la surface de la matrice participant à la réflexion englobe de nombreux pixels. Le faisceau incident “voit” donc l'équivalent d'un réseau périodique qui aurait pour effet de disperser le rayonnement. L'effet semble néanmoins marqué plutôt entre 200 et 500 μm .

4.1.4.3 Réponse Spectrale d'une Matrice Modifiée

La figure 4.9 montre la réponse spectrale de cette même matrice, surmontée d'une couche de 138 μm de silicium à 450 μm de la grille⁸. La réponse spectrale de cette matrice modifiée est en très bon accord avec la courbe prévue par la simulation, ce qui confirme le principe de fonctionnement de la technique de couche anti-reflet (sub)-millimétrique.

Les pics présents autour de 500 μm et qui ne semblent pas suivre la simulation peuvent

⁸A l'origine, l'épaisseur optimale de silicium pour la bande à 450 μm devait être de 148 μm . Pour des raisons de disponibilités de matériau, une couche de 138 μm a été choisie, ce qui ne change pas le profil spectral de façon importante.

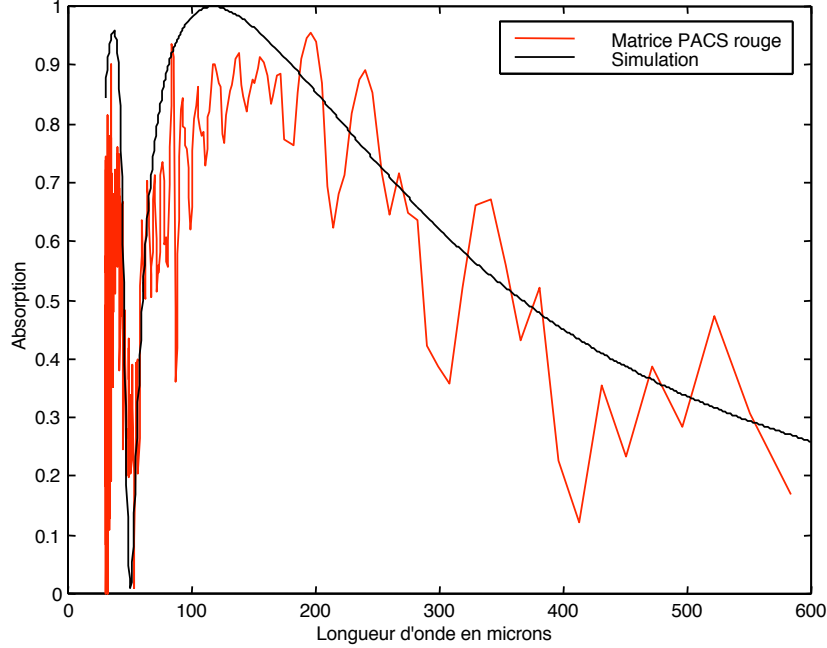


FIG. 4.8 – Réponse spectrale d’une matrice de type PACS avec une cavité de $25\ \mu\text{m}$. L’incertitude de mesure est de 5% entre 80 et $250\ \mu\text{m}$ et d’environ 10% pour le reste.

s’expliquer par trois raisons : la première est l’explication avancée dans la partie précédente (phénomène de réseau interférentiel), l’autre vient du fait qu’un aimant permanent était présent dans le dispositif de mesure (voir partie suivante), dont l’effet commence à être visible entre 500 et $600\ \mu\text{m}$. Il n’a malheureusement pas été possible de réaliser une mesure sans cet aimant pour confirmer cet hypothèse. Enfin, il est possible qu’il y ait des ondes stationnaires causées par des réflexions entre des éléments divers (fenêtres, supports, détecteur lui-même) et le spectromètre lui-même.

4.1.5 Les Solutions Spécifiques pour le Millimétrique

4.1.5.1 Les Structures Encastrées

La partie précédente a montré que la solution d’une couche diélectrique optimisée rapportée en face avant d’une matrice de bolomètres permet de créer efficacement un ou plusieurs pics d’absorption dans une gamme spectrale donnée. Le concept ayant d’abord été simulé et validé dans le domaine submillimétrique, la simulation est maintenant utilisée pour déterminer des configurations adaptées au domaine millimétrique.

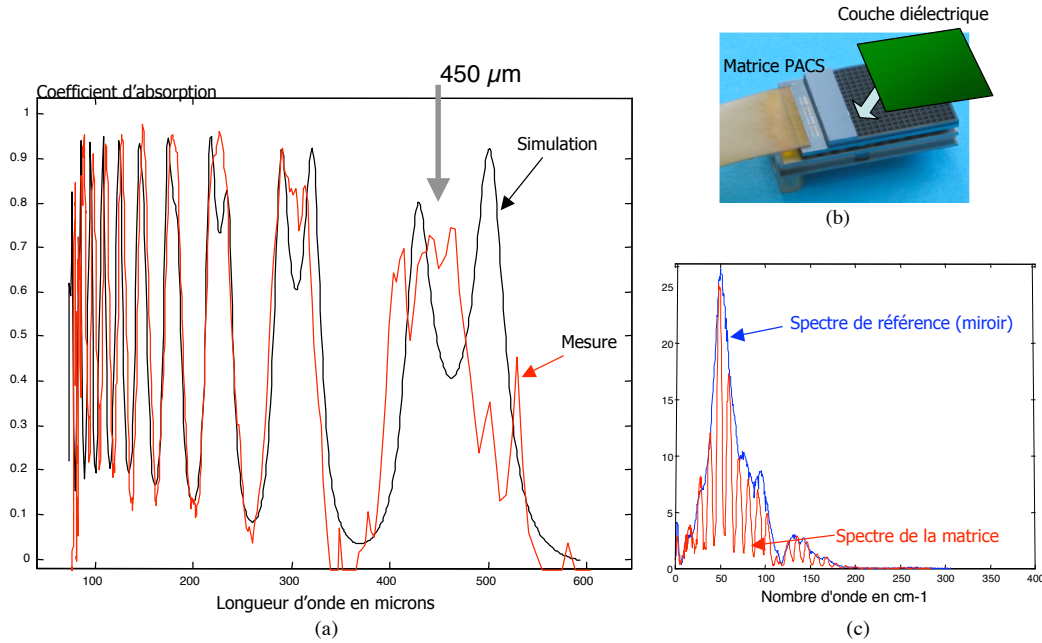


FIG. 4.9 – (a) Réponse spectrale d’une matrice de type PACS rouge modifiée pour l’absorption dans la bande $450\ \mu\text{m}$. Le profil obtenu suit de façon remarquable la simulation, ce qui confirme le fonctionnement de la technique d’ajout de couche diélectrique. (b) Ajout d’une couche de silicium de $138\ \mu\text{m}$ sur une matrice PACS. (c) Spectres issus du FTS.

La première étape consiste à regarder si les designs simples utilisés précédemment⁹ permettent d’obtenir des solutions intéressantes. La figure 4.10 présente le cas de cavités de 25 et $60\ \mu\text{m}$. Les coefficients d’absorption obtenus sont relativement faibles (14% et 42% respectivement).

Pour augmenter l’absorption du rayonnement millimétrique, il semble donc nécessaire d’explorer les solutions où le paramètre *airgap* est libre (c’est à dire lorsque sa taille n’est pas fixée à $450\ \mu\text{m}$, la hauteur des murs inter-pixels). La structure envisagée alors pourrait venir s’encaster dans chaque pixel suivant le schéma représenté sur la figure 4.11 (structure de type “boîte à œufs”).

La carte 4.12 montre que pour une cavité de $60\ \mu\text{m}$, des solutions à grands coefficients d’absorption sont envisageables, notamment pour de faibles épaisseurs d’*airgap*¹⁰.

⁹ *airgap* maintenu à $450\ \mu\text{m}$, soit la hauteur de base des murs inter-pixels, et couche de silicium collée directement sur la matrice, solution très simple à réaliser.

¹⁰ Les valeurs d’absorption maximum sont obtenues en théorie pour des *airgap* nuls et des épaisseurs typiques de silicium de $40\ \mu\text{m}$. Ces solutions particulières sont bien-entendu rédhitoires du fait de la rupture d’isolement thermique de la grille et de la capacité calorifique très grande qui en résulteraient.

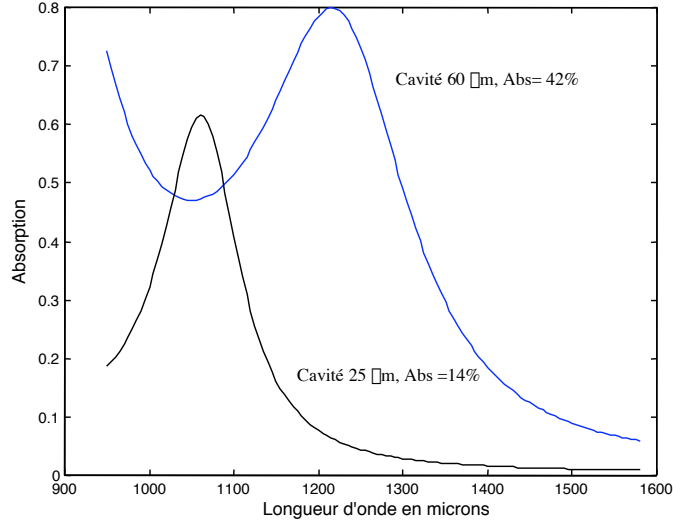


FIG. 4.10 – Simulations de courbes d’absorption dans la bande millimétrique pour des matrices “classiques” ($airgap=450\text{ }\mu\text{m}$) de cavités 25 et 60 μm surmontées de couches de silicium de respectivement 120 μm et 170 μm d’épaisseurs. Les coefficients d’absorption sont respectivement de 14% et 42%.

Des solutions obtenues avec différentes configurations sont représentées sur la figure 4.13. Les résultats sont largement supérieurs à ceux d’une simple couche plane de silicium collée à 450 μm de la grille. Des coefficients d’absorption supérieurs à 80% sur toute la bande millimétrique sont envisageables avec une cavité de 60 μm , ce qui est très encourageant (à titre de comparaison, l’absorption intégrée d’un pixel typique de l’instrument MAMBO vaut 58%).

D’un point de vue réalisation technologique, cette solution de couche diélectrique encastrée est plus complexe que la solution de la simple couche plane mais ne semble pas poser de gros défis technologiques d’après le LETI. L’une des seules incertitudes concerne les tolérances envisageables sur les différentes épaisseurs proposées (variations dues à la fabrication de la structure elle-même, épaisseur de colle variable). Des résultats de simulations sont présentés sur les figures 4.14. Ces courbes montrent que dans le cas d’une cavité de 60 μm , les tolérances généralement admises dans ce genre de technologie ne font varier que très peu le coefficient d’absorption sur toute la bande.

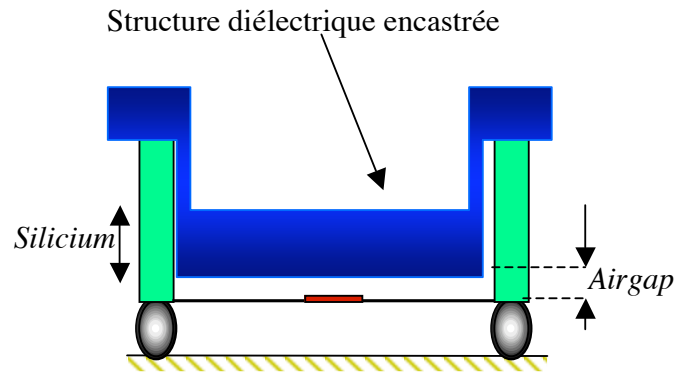


FIG. 4.11 – Modification de la réponse de la matrice par ajout d'une structure diélectrique encastrée dans les pixels. Cette structure permet de faire varier le paramètre *airgap*.

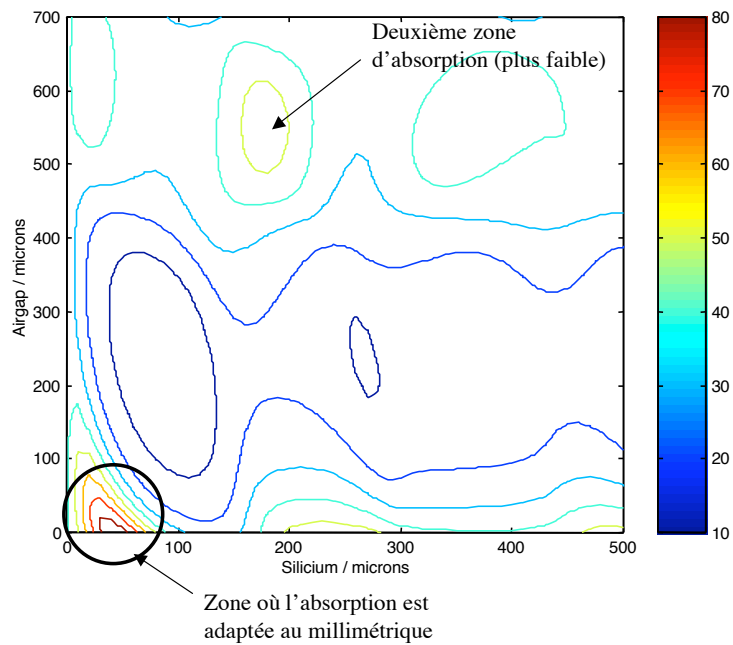


FIG. 4.12 – Carte de coefficients d'optimisation pour l'absorption dans la bande millimétrique pour une cavité de $60\ \mu\text{m}$. Deux zones de solutions existent. Celles donnant de meilleurs résultats privilégient les petites épaisseurs (que ce soit d'*airgap* ou de silicium).

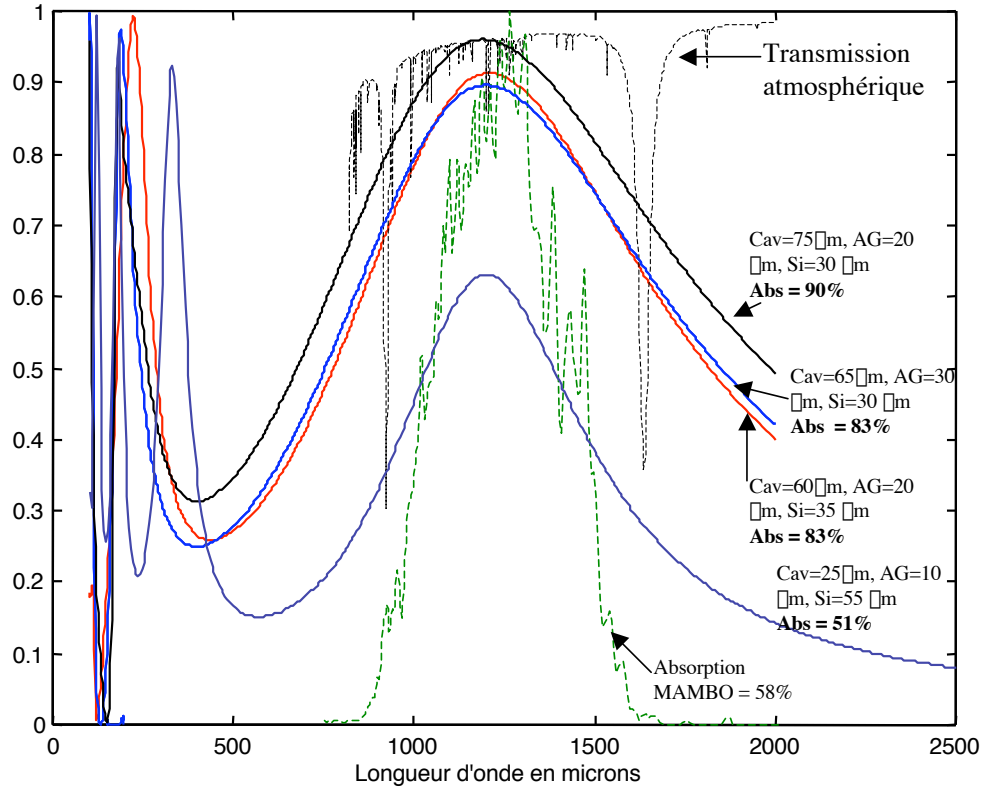


FIG. 4.13 – Simulations de réponses spectrales de diverses configurations optimisées pour une absorption dans le millimétrique.

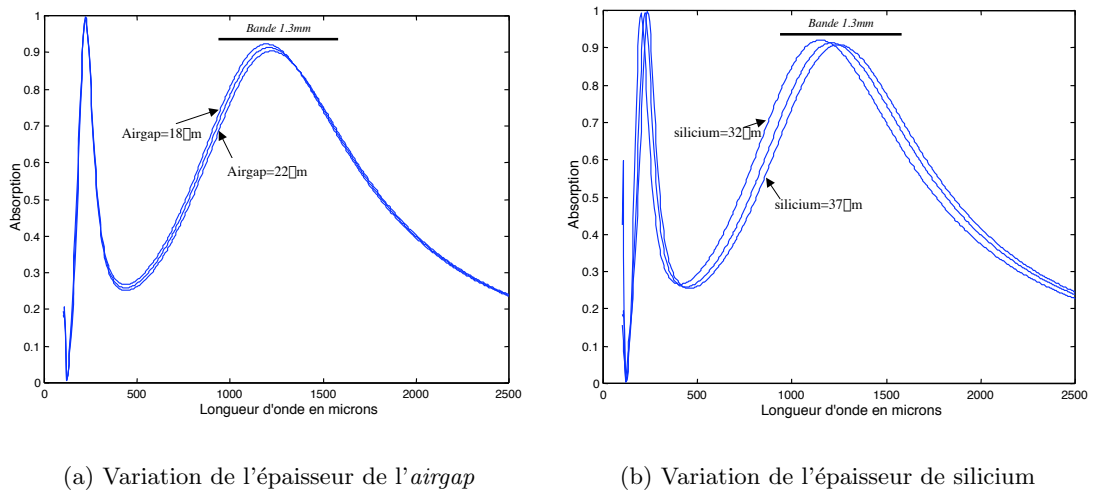


FIG. 4.14 – Influence des variations d'épaisseurs des couches de l'empilement sur le profil d'absorption pour une cavité de $60 \mu\text{m}$ adaptée à la bande millimétrique.

4.1.5.2 Variation de la Résistivité du Métal Absorbant

Une autre voie qui commence juste à être explorée dans le cadre de l'adaptation des matrices pour les grandes longueurs d'onde est celle de la variation de la résistivité du métal absorbant de la grille. Des simulations conduites par P. Agnès au LETI (cf. figure 4.15) ont montré que pour un type de matrice donné (16×16 pixels, cavité de $75 \mu\text{m}$, et dimension de pixel de $750 \mu\text{m}$), le profil d'absorption varie en fonction de la résistivité du métal. Certains cas permettent d'obtenir un pic d'absorption important dans la bande à 1.3 mm (voire même au-delà¹¹).

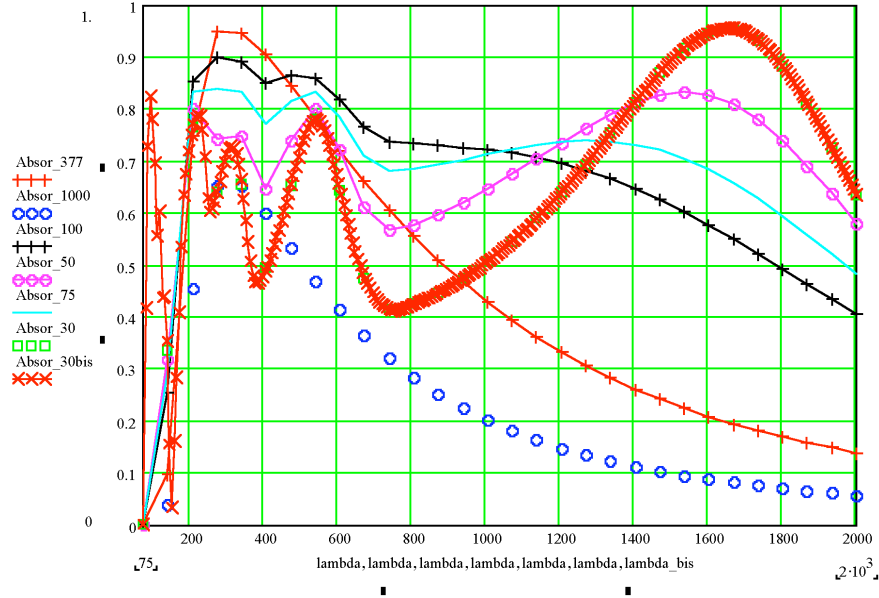


FIG. 4.15 – Simulation de l'absorption pour différentes valeurs de résistivité du métal absorbant pour une matrice de cavité $75 \mu\text{m}$. L'abscisse correspond à la longueur d'onde en microns.

De façon pratique, cet effet a pu être mis en évidence par l'intermédiaire de l'application d'un champ magnétique sur le métal absorbant. En effet, la théorie de la supraconductivité prévoit qu'un matériau supraconducteur soumis à un champ magnétique supérieur à une certaine valeur critique perd ses propriétés supraconductrices. Il devient alors à nouveau résistif. Le but de cette manipulation est de vérifier qualitativement dans un premier temps

¹¹Il paraît surprenant que malgré une taille de pixel de $750 \mu\text{m}$ la matrice est capable d'absorber le rayonnement jusqu'à près de 2 mm . D'après P. Agnès, il se peut que cela provienne d'une résonance entre plusieurs pixels adjacents, donc d'un ensemble d'une taille caractéristique supérieure à $750 \mu\text{m}$.

ce qui est annoncé par les simulations.

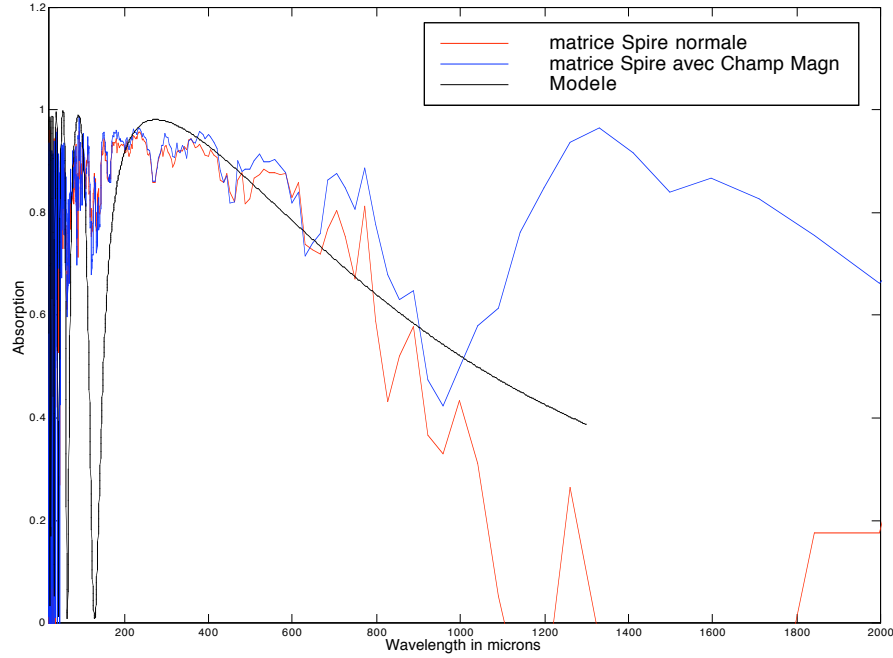


FIG. 4.16 – Influence de la résistivité (via le champ magnétique) sur l'absorption à grande longueur d'onde (matrice de type SPIRE, cavité de $75\ \mu\text{m}$).

Des tests ont été menés au SAp en utilisant le même système de mesure que pour les études de réponse spectrale décrites précédemment. Un aimant permanent de 2500 Gauss a été collé derrière une matrice de cavité $75\ \mu\text{m}$ (ancien modèle développé pour SPIRE) à quelques mm de celle-ci. Les mesures avec et sans champ magnétique sont présentées sur la figure 4.16.

On remarque d'abord que la courbe de réponse sans champ magnétique suit relativement bien la courbe théorique. Elle semble s'atténuer plus rapidement vers les grandes longueurs d'ondes, ce qui peut être dû à l'effet des motifs métalliques (la courbe de la simulation ne prend pas en compte l'absorption horizontale, cf. figure 4.2 b). Lorsqu'un champ magnétique est appliqué, le comportement vis-à-vis de l'absorption change pour les longueurs d'onde supérieures à $600\ \mu\text{m}$. Une absorption importante semble avoir été détectée dans la bande millimétrique et le profil est très proche de ce qui est obtenu par simulation.

Il s'agit là aussi d'un résultat encourageant quant aux possibilités de détection des

grandes longueurs d'ondes mais qui nécessite plus de développement. Cet effet doit être testé sous diverses valeurs de champ magnétique de façon à retrouver les prédictions (l'idéal serait de disposer une bobine derrière la matrice pour moduler le champ magnétique incident). L'effet du champ magnétique sur le fonctionnement du circuit de lecture doit également être étudié, ainsi que son influence sur la capacité calorifique du métal (le métal n'étant plus supraconducteur, sa capacité calorifique augmente).

Si cette étude est concluante, il serait éventuellement possible de concevoir des détecteurs dont la bande passante optique de détection peut être changée (entre la bande à 1.3 et celle à 2.1 mm par exemple) sans avoir à démonter l'instrument.

4.1.5.3 Travaux Futurs

Les simulations utilisant le formalisme des couches minces ont montré précédemment qu'il était possible d'obtenir des solutions relativement simples à réaliser pour adapter des matrices de cavité $60\ \mu\text{m}$ au domaine millimétrique¹².

Dans le domaine des couches minces en visible-IR, il est possible d'améliorer les absorptions obtenues avec un seul matériau, en utilisant un empilement de plusieurs diélectriques d'indices différents. Cette solution permet d'obtenir un profil d'absorption maximal et quasiment plat (filtre passe-bande parfait).

Le point difficile de cette méthode concerne la moyen de calcul. En effet, le nombre de variables indépendantes étant important, il est nécessaire de concevoir des algorithmes d'optimisation. Une approche récente utilise des algorithmes "génétiques"¹³ (voir par exemple [Yang 01] et [Hodgson 01]).

Des études basées sur cette approche ont commencé au CEA/LETI. Il est possible d'imaginer à terme un détecteur surmonté d'une telle couche anti-reflet qui permettrait de se passer de filtres optiques passe-bande.

Il est également envisagé d'étudier des solutions utilisant des structures périodiques métalliques (grilles) afin d'optimiser les coefficients de réflexion de la couche diélectrique ajoutée.

¹²Cette méthode de modélisation ne tient pas compte du phénomène d'ondes évanescentes entre la couche diélectrique et la grille. Une modélisation électromagnétique complète 3D doit donc être menée dans ce but (discussion J.M. Lamarre).

¹³Dans ce type de méthode, des groupes de solutions sont mises en compétition suivant leur valeur de figure de mérite (par exemple l'absorption optique dans une bande donnée). Un processus de sélection garde la meilleure solution, qui subit ensuite une mutation avant d'être remise à nouveau en compétition avec les autres solutions. Au final, le cycle converge vers la solution présentant la meilleure figure de mérite.

4.2 Architecture du Plan Focal

Les parties précédentes ont montré que les matrices de bolomètres développées au CEA peuvent être adaptées aux conditions d'observation dans le millimétrique depuis le sol aussi bien du point de vue électro-thermique que du point de vue de l'absorption du rayonnement. Cette partie va présenter les architectures possibles de plans focaux utilisant de telles matrices.

4.2.1 Le Champ de Vue

Dans un premier temps, il est envisageable de fabriquer des matrices millimétriques 16×16 pixels sur le modèle des matrices submillimétriques. Un premier prototype d'instrument pourrait comprendre quatre de ces matrices (cf. figure 4.17). Cette solution aurait l'avantage de bénéficier de la même électronique que celle développée pour PACS, pour laquelle les signaux venant de 2 matrices sont traités dans un même circuit appelé *buffer unit* (circuit de lecture à 2K). Un design optique simple peut être associé à ce type de plan focal (présenté dans la partie suivante).

L'instrument est placé au foyer Nasmyth du télescope et le champ de vue maximum est celui actuellement disponible au 30m, soit 0.084° (un changement du secondaire permettrait d'obtenir un champ maximum de 0.156° au foyer Nasmyth [Kreysa 03b]).

Les autres solutions sont plus difficiles à mettre en œuvre sous forme de prototype car de beaucoup plus grande taille et donc plus complexes en terme d'optique, de mécanique et de régulation thermique.

Notons que le pavage du plan focal est à première vue limité dans une direction à cause du connecteur présent sur un côté de chaque matrice (cf. figure 2.16). Il peut être fait usage de la profondeur de champ et de la courbure du plan focal pour disposer les matrices sur plusieurs niveaux, et donc couvrir totalement le plan focal (au prix d'une mécanique relativement complexe).

4.2.2 Design Optique Simple

4.2.2.1 Concept

La schéma optique présenté sur la figure 4.18 est la solution qui avait été choisie lors de la conception d'une caméra prototype submillimétrique ($865 \mu\text{m}$) au plan focal du

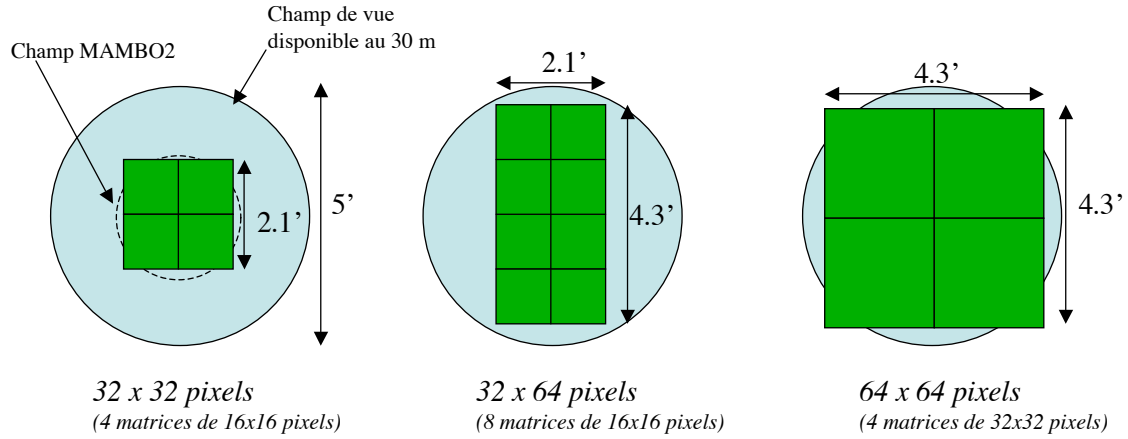


FIG. 4.17 – Différentes solutions de plans focaux envisageables sur le télescope de 30m dans sa configuration Nasmyth actuelle et leurs champs de vue associés. Un plan focal de 64×64 pixels couvrirait quasi instantanément le champ de vue maximum disponible au 30m. Les dimensions d'une matrice 16×16 pixels (+ 2 rangées de pixels aveugles) sont de $2.4 \text{ cm} \times 2.7 \text{ cm}$. Celles d'une matrice 32×32 pixels sont de $4.8 \text{ cm} \times 5.1 \text{ cm}$. Sur un *wafer* standard de 6" (15.3 cm) il est possible de réaliser 4 matrices 32×32 .

télescope KOSMA au sommet du Gornergratt¹⁴. Elle peut être adaptée à un plan focal semblable au premier cas de la figure 4.17. Une partie du plan focal Nasmyth est imagée sur les matrices par l'intermédiaire de deux lentilles en HDPE¹⁵. Il est possible de définir une pupille froide à l'entrée de l'étage hélium où est placé un filtre optique coupant l'émission thermique des étages "chauds".

Les bolomètres sont placés dans une enceinte maintenue à 300 mK de manière à minimiser le flux optique parasite incident sur les détecteurs¹⁶. L'ouverture d'un faisceau incident est alors définie par la pupille. Des essais menés avec ce type de montage ont montré qu'il était possible de thermaliser à 300 mK une structure comprenant une matrice 16×16 et sa boîte en cuivre.

Un tel instrument de première génération pourrait être réalisé en s'appuyant sur des

¹⁴Les campagnes de mesures réalisées en mars 2001 n'ont pas permis de tester la matrice (16×16) en configuration d'observation du fait d'une trop faible transmission des filtres passe-bande. Le reste de l'instrument était néanmoins opérationnel à 300 mK.

¹⁵L'une externe, l'autre refroidie à 2K. Le HDPE a l'avantage d'avoir un coefficient de transmission élevé dans le millimétrique ($\approx 95\%$), un indice de 1.5 et une bonne tenue à froid.

¹⁶Contrairement aux bolomètres à cornets pour lesquels l'angle de vue est parfaitement défini et couplé au télescope, les détecteurs "ouverts", comme ceux du CEA sont sensibles au rayonnement provenant d'angles très ouverts. Une estimation a permis de calculer que le flux total provenant d'une enceinte à 300 mK arrivant sur un pixel est de l'ordre de 0.05 pW et de 0.3 pW pour une enceinte à 2K (coefficient d'émissivité de 0.1).

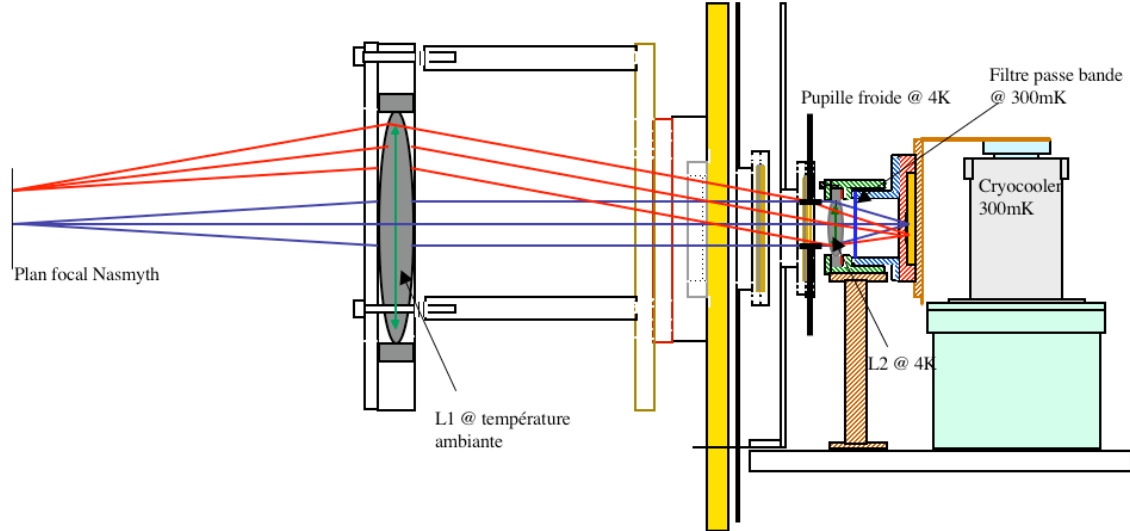


FIG. 4.18 – Schéma optique simple proposé pour un petit plan focal. Ce montage est celui qui a été utilisé lors des essais d’une matrice submillimétrique sur le télescope KOSMA. Un montage à deux lentilles permet de former une image sur la matrice via une pupille froide au niveau de l’écran à 4K. Le détecteur est placé dans une boîte maintenue à 300 mK et fermée par un filtre passe-bande.

développements déjà existants (cryostat de type IRLab, cryoréfrigérateur ^3He bi-étagé et électronique utilisés pour les caractérisations de PACS...) de manière à tester dans un premier temps les performances des bolomètres en conditions d’observation réelles.

4.2.2.2 Analyse par Tracés de Rayons

Cette configuration optique a été étudiée à l’aide d’un logiciel de tracés de rayons, Zemax, pour un plan focal composé de 4 matrices de 16×16 pixels. La meilleure solution est un compromis entre la taille des éléments optiques, les aberrations optiques et le volume disponible. Plusieurs paramètres sont fixés (taille du détecteur, distance entre les lentilles minimum, diamètres des lentilles minimum) et d’autres sont optimisés par le logiciel pour obtenir la formation d’une image avec un minimum d’aberrations. Une solution possible du schéma optique est présentée sur la figure 4.19. Elle est très proche de l’actuel design optique utilisé pour la caméra MAMBO et est comparable en terme d’encombrement.

L’analyse des aberrations optiques par Zemax (cf. figure 4.20) montre qu’un tel design est envisageable pour les champs de vue considérés ($\approx 2 \text{ arcmin} \times 2 \text{ arcmin}$). La tache d’aberration est en effet inférieure à la tache de diffraction sur le plan focal. La résolution

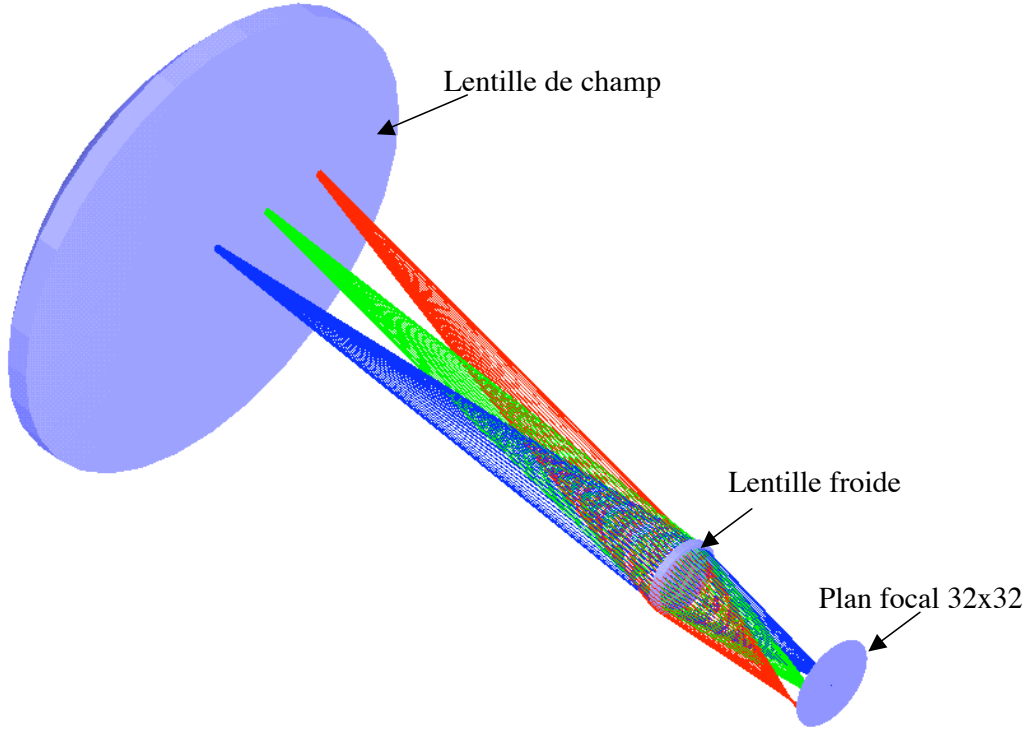


FIG. 4.19 – Design optique proposé pour le cas de 4 matrices 16×16 pixels. La première lentille (externe) est une lentille de champ, placée au plan focal Nasmyth du télescope. Les dimensions typiques de ce montage sont : diamètre $L1 = 200$ mm, diamètre $L2 = 40$ mm, distance inter-lentilles = 310 mm, F/D final = 2.5. Les rayons rouges correspondent aux pixels en bord de matrice.

du système est donc limitée par la diffraction comme attendu.

Cette solution reste néanmoins limitée aux petits champs de vue, du fait des aberrations optiques qui deviennent rapidement importantes pour de plus grands plans focaux. Un design plus complexe doit être envisagé alors, utilisant des miroirs pour compenser les aberrations ou des doublets de lentilles. La thermalisation à 300 mK de l'ensemble détecteurs + boîte deviendrait également problématique dans le cas de l'utilisation d'un grand nombre de matrices.

4.2.3 Type de Structure Mécanique pour de Grands Plans Focaux

La solution proposée ici est celle utilisée pour les photomètres de PACS. Le plan focal détecteur est isolé d'une enceinte à 2K par des fils en kevlar. Un cône refroidi également à 2K définit l'ouverture du système optique et limite les perturbations dues à la lumière

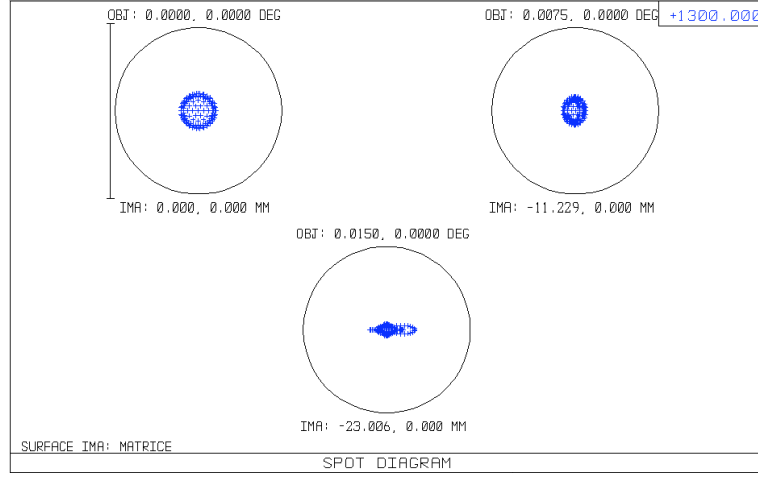


FIG. 4.20 – Taches d’aberration produites par le système optique précédent (la tache de diffraction est définie dans chaque cas par les cercles noirs). Les cas correspondent à 3 positions sur le plan focal : centre (axe optique), mi-hauteur et pixel de bord. Pour un plan focal de 32×32 pixels, les aberrations sont tout à fait acceptables.

parasite.

De la peinture absorbante peut être utilisée sur les différentes parties de l’instrument et notamment à l’intérieur du cône pour minimiser les réflexions parasites. Un tel matériau absorbant (cf. [Diez 99]) a été employé dans le cadre de nos expérimentations et a été caractérisé à l’aide du spectromètre. Son absorption est présentée sur la figure 4.22.

4.2.4 Effet de l’Angle d’Incidence sur l’Absorption

Un autre point étudié au sujet de l’optique de l’instrument concerne la variation de la réponse spectrale de la matrice (munie d’une couche diélectrique en face avant) en fonction de l’angle d’un rayon incident (cf. figure 4.23). Les résultats obtenus par simulation de type couches minces montrent que l’absorption est supérieure à 80% jusqu’à une inclinaison de 25° par rapport à la normale (il s’agit de l’absorption moyenne sur toute la bande millimétrique). Dans le cas des systèmes optiques qui seront utilisés, les angles d’incidence ne devraient pas dépasser cette limite¹⁷.

¹⁷Dans le cas $0.5F\lambda$ et pour un pas de pixel de 1.5 mm, le rapport f/D du système optique d’imagerie sur la matrice est typiquement de 2.3 - 2.5, ce qui, pour le type de montage envisagé, n’autorise pas des angles trop ouverts.

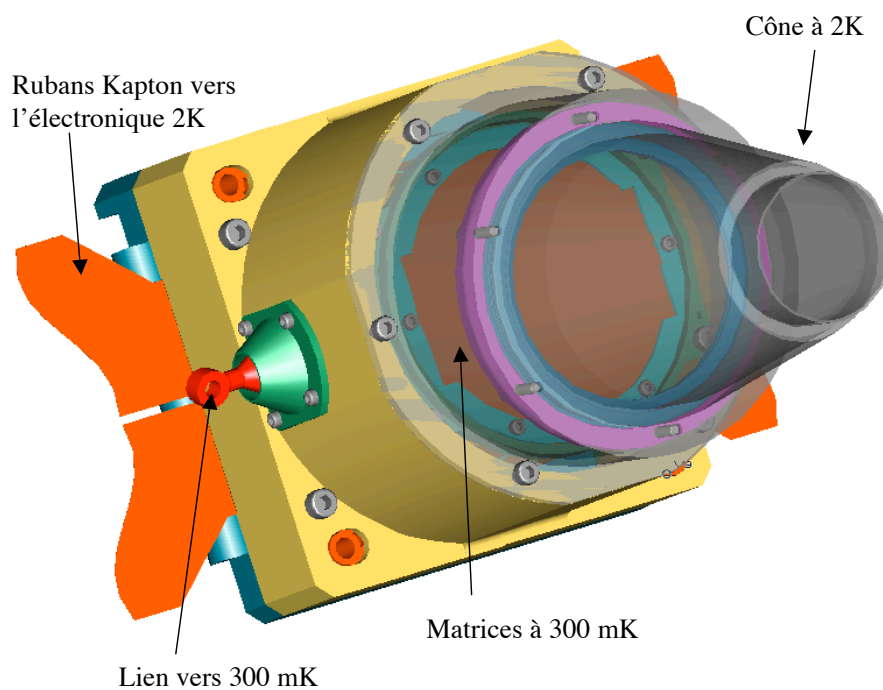


FIG. 4.21 – Exemple de la mécanique du plan focal PACS.

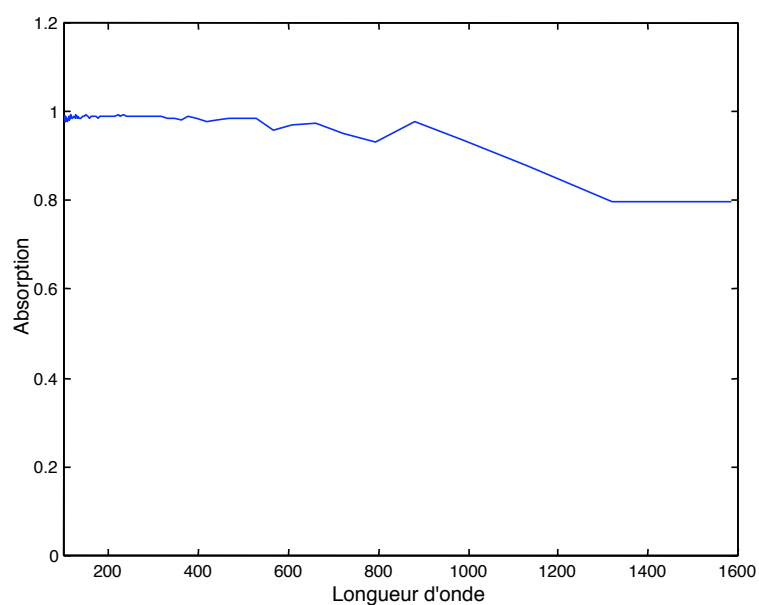


FIG. 4.22 – Courbe d'absorption de la peinture absorbante (Stycast / grains de SiC) mesurée avec le spectromètre dans le (sub)-millimétrique.

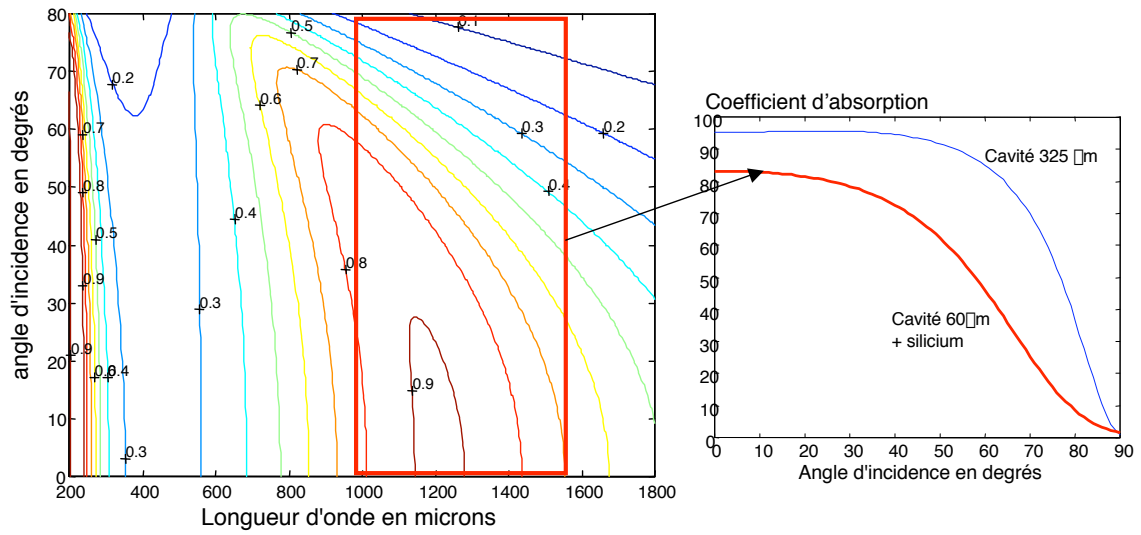


FIG. 4.23 – Absorption du pixel en fonction de l'angle d'incidence et de la longueur d'onde dans le cas d'une cavité de $60\ \mu\text{m}$ surmontée d'une couche de silicium de $35\ \mu\text{m}$ à $20\ \mu\text{m}$ de la grille. La courbe montre l'absorption moyenne sur toute la bande millimétrique. Le cas de l'absorption par une cavité de $325\ \mu\text{m}$ directement adaptée au millimétrique est présenté pour comparaison.

Chapitre 5

Simulations de l'Instrument sur le 30m

Les chapitres précédents ont permis d'élaborer un concept de plan focal bolométrique. Afin de coupler virtuellement, dans un premier temps, détecteur et environnement extérieur (téléscope, atmosphère et source astrophysique) une simulation d'observation a été développée. L'idée générale est d'explorer les différents modes d'observation possibles avec ce nouveau type d'échantillonnage du plan focal dans le domaine millimétrique. Développé à la fin de la thèse, ce qui est présenté dans ce chapitre est un point de départ pour de futures simulations plus complexes.

5.1 Description du Modèle

Le but du modèle¹ est de se rapprocher au plus près de ce que serait une séquence d'observation au 30m avec une matrice millimétrique telle qu'on l'a définie auparavant. La figure 5.1 montre plusieurs blocs qui définissent chacun un élément essentiel du modèle. Dans cette première approche, on ne considère que le cas de l'observation d'une source ponctuelle par une matrice de 16×16 pixels.

Une image théorique du ciel (atmosphère + source) est d'abord simulée. L'observation de cette image par le télescope avec un certain mode d'observation permet ensuite de définir l'image incidente sur le plan focal de l'instrument. A l'aide du modèle de bolomètre décrit

¹Le code a été écrit sous Matlab.

dans le chapitre 3, l'image finale est obtenue. Les différentes parties de cette simulation sont décrites ci-après.

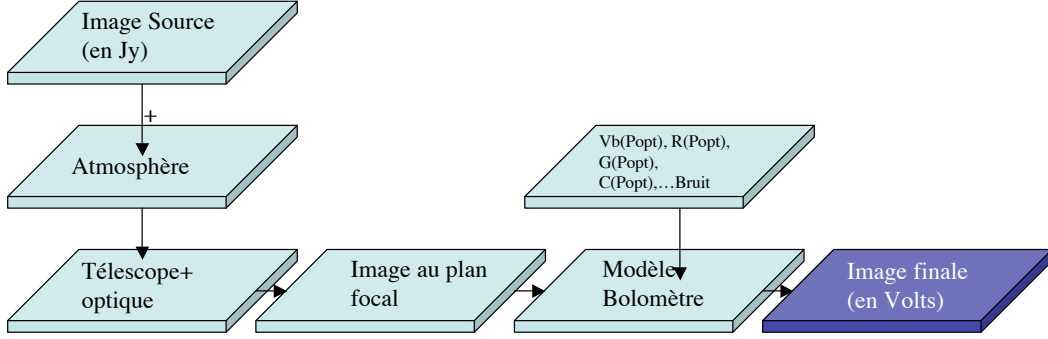


FIG. 5.1 – Principe de la simulation d'observation millimétrique.

5.1.1 Modélisation de l'Atmosphère et de la Source

La puissance provenant de l'atmosphère contribue à plus de 70% du flux total incident sur un pixel (voir partie 3.1.1). Il est donc important de connaître les mécanismes mis en jeu dans les fluctuations d'émission atmosphérique.

Le modèle d'atmosphère utilisé ici (cf. [Tatarskii 61]) est basé sur la description générale de Kolmogorov pour un fluide turbulent. La turbulence vient du fait qu'il existe différentes masses d'air en interaction, à différentes températures et à différentes vitesses (à cause de la convection et du vent). Comme on l'a vu dans le premier chapitre, l'émission atmosphérique est essentiellement due à la présence de vapeur d'eau. A cause de la turbulence, cette vapeur d'eau se trouve distribuée spatialement sous formes de larges structures semblables aux nuages (les nuages d'eau liquide quant à eux contribuent de façon beaucoup plus limitée à l'émission totale).

On considère que d'un point de vue énergétique, la turbulence à grande échelle est transférée via des tourbillons aux plus petites échelles (de l'ordre de 1mm, cf. [Lay 00], [Lena 98]). Il est montré dans ce cas que le spectre d'amplitude des fluctuations est de la forme $w^{-11/6}$, où w est la fréquence spatiale. Tatarskii a montré que ce formalisme pouvait s'appliquer à la vapeur d'eau en considérant qu'elle était entraînée dans le flot turbulent.

La première étape du modèle consiste donc à simuler ces fluctuations sur une certaine étendue sur le ciel. D'un point de vue numérique, l'image de départ est choisie avec une

dimension de 1024×1024 pixels.

La puissance venant de l'atmosphère est d'abord calculée pour un pixel élémentaire d'après les paramètres habituels que sont la température du ciel, l'opacité, l'élévation et bien-entendu la longueur d'onde et la bande passante optique. Un tableau de 1024×1024 pixels élémentaires est ensuite créé à partir de cette valeur, à laquelle on ajoute une petite variation δP qui correspond à un bruit gaussien. Pour obtenir la distribution spatiale attendue dans la théorie de Kolmogorov, ce tableau doit ensuite être convolué par une fonction correspondant à une structure de la forme $w^{-11/6}$.

La transformée de Fourier d'un produit de convolution de deux fonctions est égale à la multiplication des transformées de Fourier de chaque fonction. Du point de vue de la simulation numérique il est fait usage de ce théorème pour diminuer le temps de calcul².

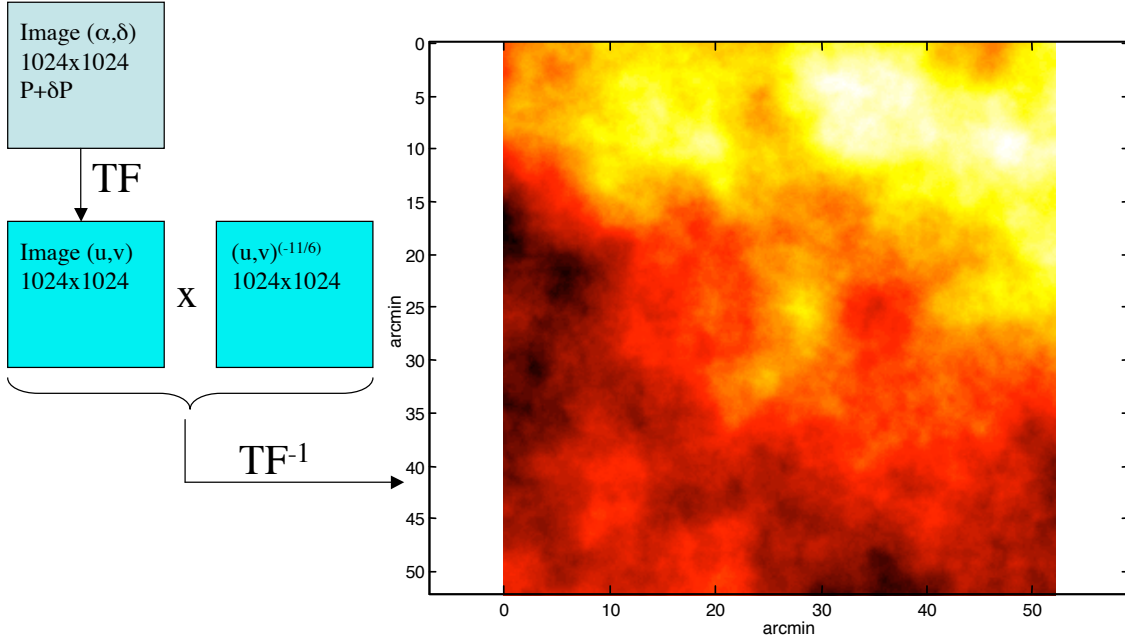


FIG. 5.2 – Simulation théorique des fluctuations atmosphériques d'après le modèle de Tatarskii [Tatarskii 61]. Les couleurs représentent les variations d'intensité des fluctuations spatiales par rapport à une émission de fond moyenne. La température du ciel a été fixée à 250K, l'opacité est de 0.3 et l'élévation de 65° .

La figure 5.2 montre le résultat de cette opération. Il s'agit d'une modélisation sur une grande échelle (environ 1 degré^2) par rapport au champ de vue d'une matrice 16×16

²L'opération de convolution est coûteuse en temps de calcul, alors que l'opération de transformée de Fourier fait appel à l'algorithme FFT, beaucoup plus rapide.

pixels. On retrouve bien la structure spatiale de type “cellules de vapeur d'eau”.

5.1.2 Couplage avec le Télescope

L'écran atmosphérique se situe dans le champ proche du télescope lorsque celui-ci observe des sources d'origine astrophysique³. La conséquence est que l'image de l'atmosphère obtenue par le télescope ne se forme pas sur le plan focal détecteur.

Une autre façon de se représenter ce système est de considérer les “colonnes d'observation” associées à chaque pixel de la caméra (cf. figure 5.3). On s'aperçoit qu'elles se recouvrent de façon importante⁴ sur des champs de vue typiques de quelques arcmin. L'image de l'atmosphère sur le plan des détecteurs peut être déterminée en convoluant l'image théorique (figure 5.2) par une fonction porte en 2D (fonction “*tophat*”) de dimension caractéristique égale au diamètre du télescope. Le résultat de cette opération est montré sur la figure 5.4. Les fluctuations spatiales hautes fréquences sont très largement atténuées. En première approximation, l'émission est constante sur des champs de vue $\lesssim 1$ arcmin. C'est ce qui permet d'utiliser la technique “double-lobe” pour s'affranchir de cette émission (voir chapitre 1).

En pratique, il subsiste des fluctuations d'une taille caractéristique $\lesssim 1$ arcmin, provenant notamment du fait que la fonction par laquelle l'atmosphère est convoluée n'est pas une fonction “*tophat*” parfaite ([Chapin 01] et communication D. Hugues et E. Chapin, INAOE). Typiquement, l'amplitude moyenne des fluctuations spatiales sur une étendue de 1 arcmin est de l'ordre de 5 fois le bruit de photons.

La simulation de la source (ponctuelle) correspond simplement à l'ajout dans le tableau représentant l'atmosphère d'un pixel à une certaine valeur de puissance. Comme dans tout système optique, le diamètre fini de l'ouverture du télescope produit de la diffraction. La réponse à un point source est alors une tache sur le plan focal. Cette réponse impulsionnelle est appelée PSF (*Point Spread Function*) et peut être approchée par la figure de diffraction d'une pupille circulaire (cf. figure 5.5 a). Dans notre cas, la largeur à mi hauteur (FWHM) vaut 10.5 arcsec (en pratique, elle est de 11" au 30m à 1.3 mm). L'image au plan focal est

³La vapeur d'eau se concentre essentiellement à une altitude proche de 2000 m au dessus du 30m. Le champ lointain, défini par $D^2/2\lambda$ est ~ 350 km, cf. [Emerson 79].

⁴Le taux de recouvrement Q est donné par la relation $Q = \frac{2}{\pi} \left[\arccos\left(\frac{\theta z}{D}\right) - \frac{\theta z}{D} \sqrt{1 - \left(\frac{\theta z}{D}\right)^2} \right]$, pour une distance z au dessus du télescope et une séparation angulaire des deux faisceaux de θ . Au 30m, pour $\theta = 1$ arcmin, $Q \approx 95\%$, [André 04].

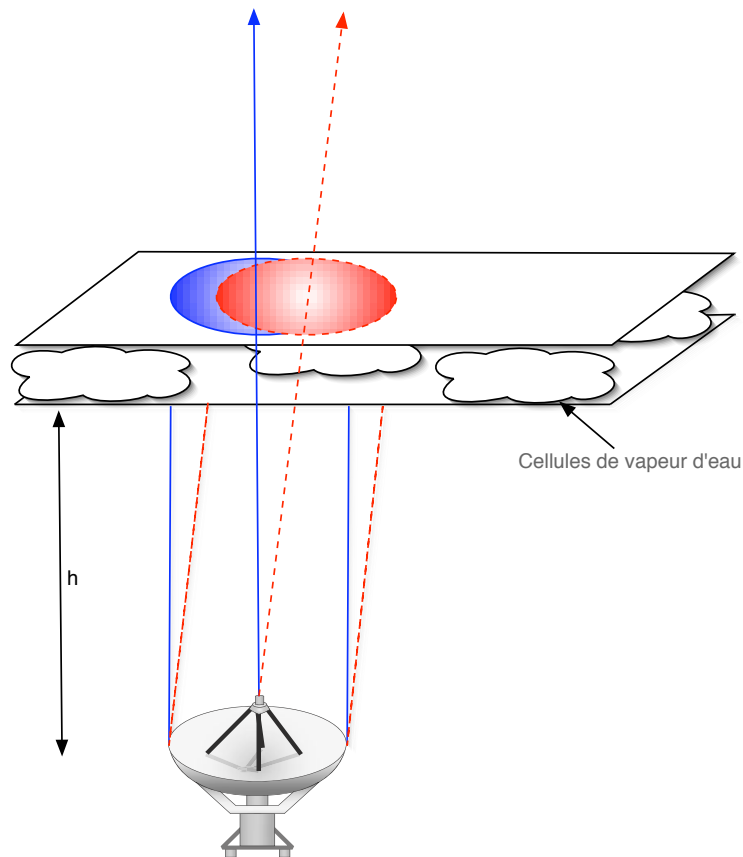


FIG. 5.3 – Représentation schématique des “colonnes d’atmosphère” pour deux angles de pointage différents. Le diamètre de ces colonnes est égal au diamètre du télescope. Dans le cas du 30m de l’IRAM, la distance h est de l’ordre de 2000m. Le taux de recouvrement pour des séparations angulaires typiques (quelques arcmin) est important ($\approx 95\%$ pour $\theta = 1$ arcmin).

le résultat de la convolution par cette PSF et est présentée sur la figure 5.5 (b).

On remarque que le maximum des fluctuations spatiales atmosphériques est proche du niveau de puissance de la source. La partie de l’image délimitée par le cadre noir correspond au champ de vue qui est imagé sur la matrice de bolomètres.

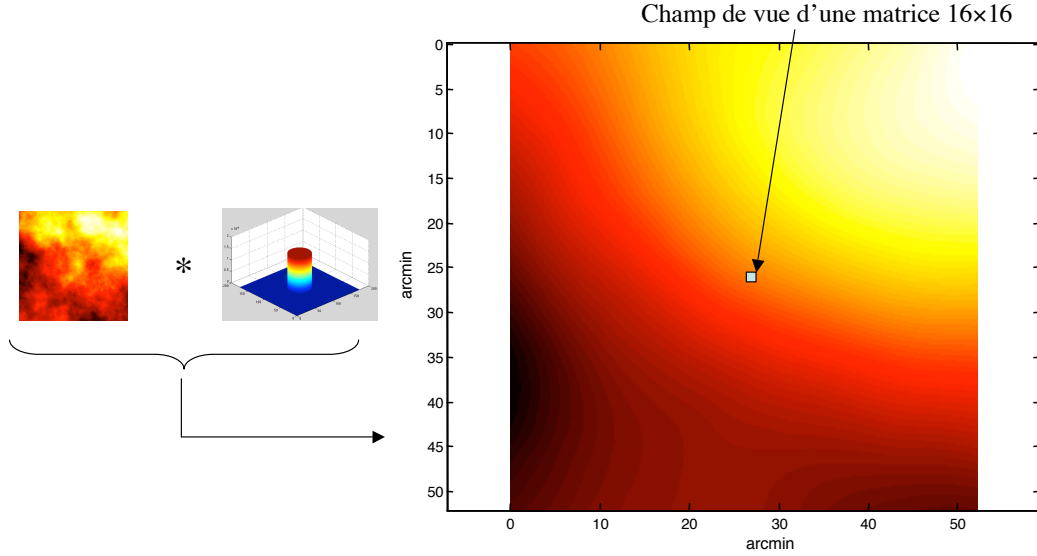


FIG. 5.4 – Résultat de la convolution de l'image théorique des fluctuations de l'atmosphère par une fonction "*tophat*" de dimension égale à celle du diamètre du télescope.

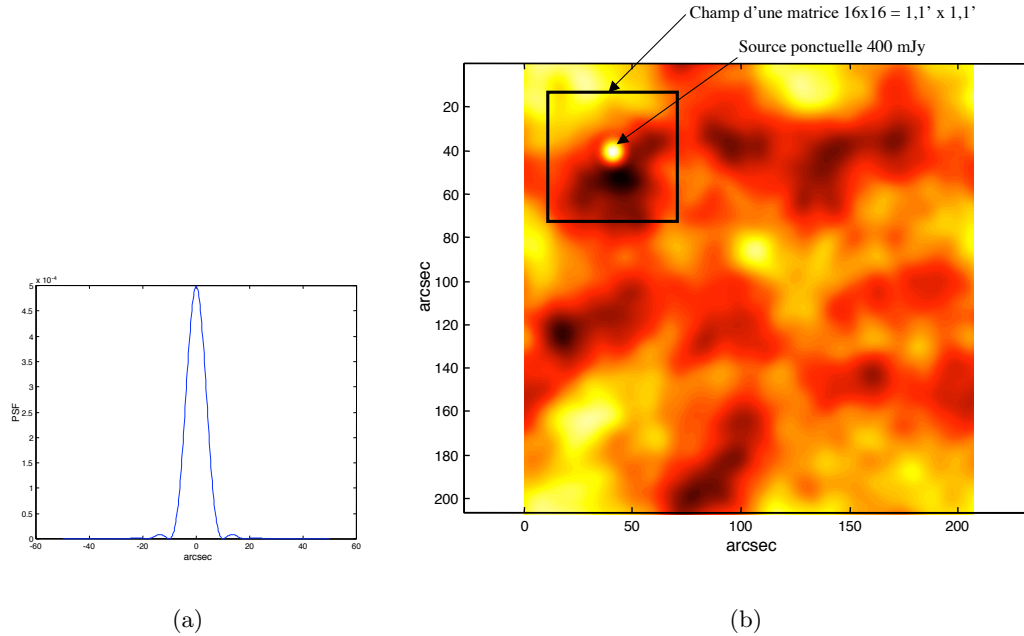


FIG. 5.5 – (a) PSF du télescope à 1.3 mm approchée par la figure de diffraction d'une pupille circulaire (FWHM=10.5"). (b) Image théorique d'une source ponctuelle de 400 mJy convoluée par la PSF du télescope. Le cadre noir représente le champ de vue d'une matrice 16x16 qui sera utilisé pour la suite de la simulation.

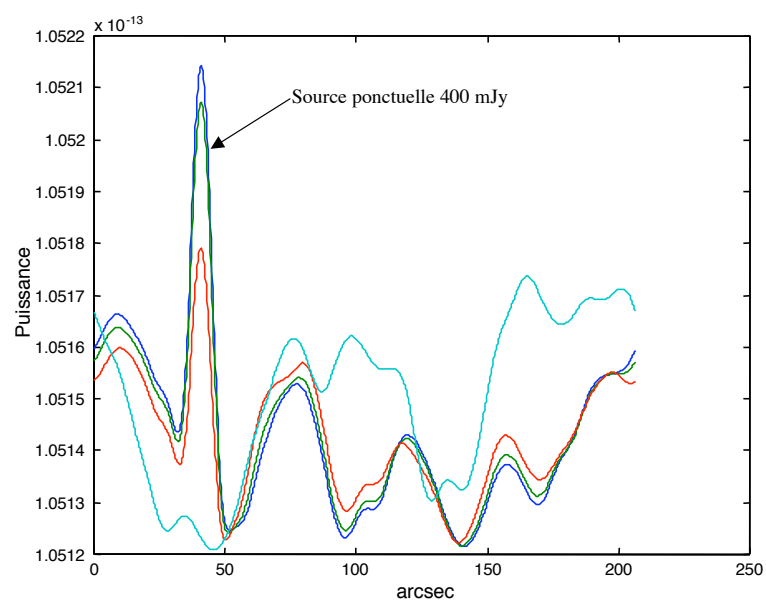


FIG. 5.6 – Variation spatiale des signaux atmosphériques après convolution par la PSF du télescope.

5.1.3 Réponse du Détecteur

L'image précédente (cf. 5.5) a été obtenue en tenant compte du couplage avec le télescope, de la transmission optique du système, et de l'absorption du détecteur. Pour obtenir la contrepartie "électrique" de l'image formée sur la matrice, il faut relier la puissance incidente sur chaque bolomètre à la tension de sortie via la réponse. Le modèle numérique décrit dans le chapitre 3 est bien-entendu utilisé dans ce but, et également pour le calcul du bruit. Les courbes caractéristiques du bolomètre [Réponse, Tension de sortie, NEP,...] = $f(\text{Puissance incidente})$ sont déterminées auparavant sur une grande plage de puissance incidente et insérées dans la simulation d'observation.

La figure 5.7 montre l'image "optique" formée sur la matrice ainsi que le résultat obtenu en sortie.

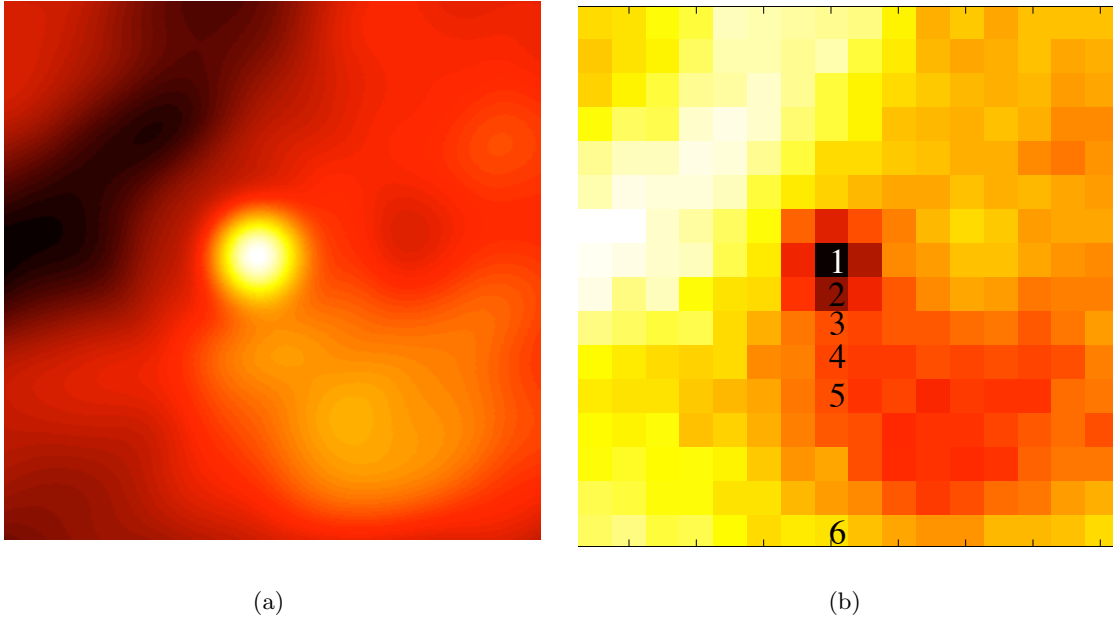


FIG. 5.7 – (a) Champ vu par la matrice à un instant t_i (en Jy ou en pW). (b) Image du champ correspondant obtenue par la matrice 16×16 pixels (en Volt).

Les amplitudes de l'image de sortie sont inversées par rapport à l'image originale. Cela est dû au fait que pour les bolomètres résistifs, une augmentation de puissance (donc de température) produit une baisse de la résistance bolométrique, donc de la tension de sortie (en pratique, on change généralement le signe du signal de sortie pour que la source

apparaisse positivement).

5.1.4 Variation Temporelle

Les différentes étapes décrites jusque là permettent de produire une image à un instant donné. Or, on sait également que l'atmosphère fluctue dans le temps. Sur les temps typiques d'observation, on considère en première approximation que les fluctuations temporelles proviennent du vent qui produit une translation de l'ensemble de la structure spatiale suivant une direction donnée (modèle de l'atmosphère "figée" [Lay 97]). Pour une vitesse typique de vent en altitude de 15m/s, la fréquence de coupure des fluctuations basse fréquence est de l'ordre de 1-5 Hz ([Lay 00]).

La mise en œuvre de cette fluctuation temporelle dans la simulation consiste simplement à produire une image de départ grande par rapport au champ de vue de la matrice, et à la faire défiler devant celle-ci à une vitesse donnée.

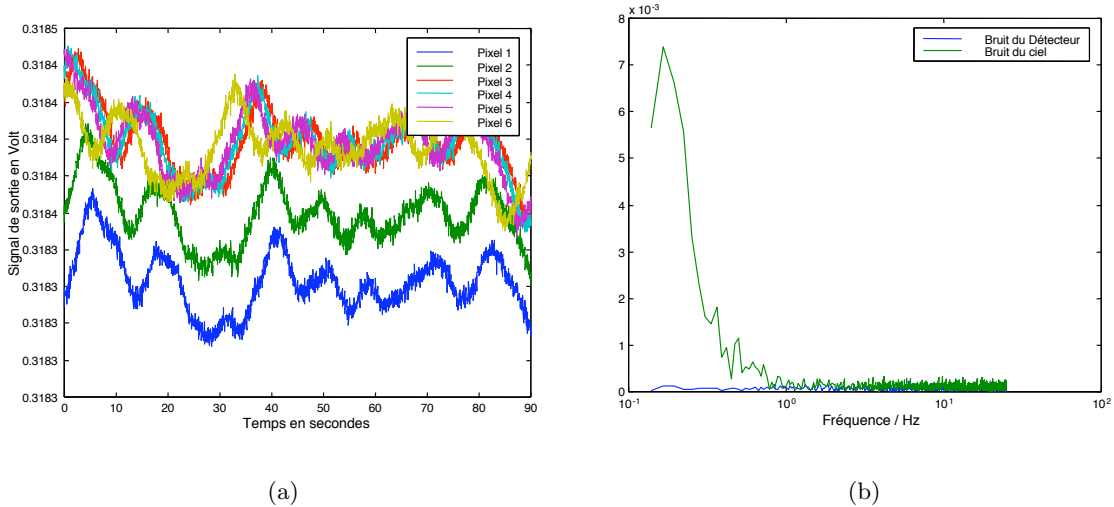


FIG. 5.8 – (a) Variation temporelle du signal de sortie des pixels repérés sur la figure 5.7 (b). (b) Spectre du signal du pixel 2 (en vert). Le spectre du signal du détecteur (sans les fluctuations atmosphériques) est représenté en bleu. La composante 1/f est supposée avoir été supprimée par le mode de lecture par double échantillonnage corrélé.

La figure 5.8 (a) montre l'évolution temporelle du signal de sortie des bolomètres numérotés 1 à 6 sur la figure 5.7 (b). Il apparaît tout d'abord que le bruit du ciel est largement corrélé sur les échelles angulaires que l'on considère ici. Il est donc relativement

aisé de supprimer sa contribution en faisant sa moyenne sur plusieurs pixels et en retirant ensuite cette composante à l'ensemble de l'image.

Sur la figure 5.8 (b), on voit que le “coude” du spectre du bruit de ciel est proche de 1Hz. Le bruit du détecteur est représenté en bleu sur la figure et ne montre pas de composante en $1/f$ (on considère que le mode de lecture utilisant le double échantillonnage corrélé est employé et parfaitement fonctionnel). Le bruit instrumental total (bruit de photon + bruit du détecteur) devient dominant vers 5 Hz dans notre cas.

5.2 Résultats Préliminaires

Ce modèle ayant été développé en fin de thèse, il n'aura pas été possible de tester tous les modes d'observation possibles en millimétrique, notamment ceux (plus complexes) concernant les sources étendues. Deux exemples sont néanmoins présentés ici dans le but de poser les briques pour de futurs travaux.

5.2.1 Calcul du NEFD

Une figure de mérite intéressante pour les caméras bolométriques (mais pas seulement) est le NEFD (*Noise Equivalent Flux Density*, ou densité de flux équivalente au bruit). Il définit la sensibilité de l'instrument (comme le NEP) mais ramenée à des unités astrophysiques (le Jansky). Elle est également directement comparable au flux d'une source puisque définie en tenant compte du système d'observation (atmosphère, télescope, optique, détecteur).

$$NEFD = \frac{NEP_{tot}}{\eta_e S_{tel} T_{opt} C_{det} B T_{atm}} \quad (5.1)$$

où NEP_{tot} est la valeur du NEP total (détecteur + photon et atmosphère),

η_e est le couplage du télescope avec le rayonnement ($\eta_e = 0.2$),

S_{tel} , la surface du télescope ($\frac{\pi D^2}{4}$),

T_{opt} est la transmission du système optique ($T_{opt} = 0.25$),

C_{det} , le coefficient détecteur = coefficient d'absorption \times coefficient de remplissage \times fraction du rayonnement interceptée par le pixel central (0.16 d'après [Griffin 02]),

B est la bande passante optique ($B=80$ GHz),

T_{atm} est la transmission atmosphérique ($T_{atm}=0.72$, pour $\tau=0.3$ et une élévation de

70°).

D'après les simulations précédentes, le NEFD moyen calculé pour un pixel (pour 1 σ et une seconde de temps d'intégration) est de $13 \text{ mJy}/\sqrt{Hz} \pm 3 \text{ mJy}/\sqrt{Hz}$ (le calcul de l'incertitude vient de la statistique sur les 256 pixels de la matrice). Cette valeur est estimée en supposant que l'on a réussi à supprimer la composante basse fréquence de bruit de ciel en dessous de 1Hz. Le NEFD estimé sans la contribution atmosphérique (détecteur + bruit de photon) est de $10 \text{ mJy}/\sqrt{Hz} \pm 1 \text{ mJy}/\sqrt{Hz}$. Remarquons que le NEFD est également souvent exprimé en $\text{mJy} \sqrt{s}$ (facteur $\sqrt{2}$ entre les 2).

5.2.2 Mode Pointage

Ce mode d'observation, le plus simple à mettre en place d'un point de vue observationnel, consiste à fixer une région du ciel avec le télescope, sans *chopping* du miroir secondaire, ni *nodding* du miroir primaire. Il s'agit d'un mode envisagé pour les futurs instruments équipés de grands plans focaux (comme SCUBA-2 par exemple, cf. [Holland 03]). L'idée principale est que pour ce type d'instrument grand champ, il est possible d'utiliser l'ensemble des pixels pour estimer le flux provenant de l'atmosphère à la place du traditionnel *chopping*.

Dans notre cas, on considère l'observation d'une source ponctuelle de position connue, visée par le pixel (8;8) de la matrice (une amélioration intéressante du modèle serait d'inclure l'incertitude de pointage du télescope).

La figure 5.9 montre les signaux obtenus pour les 9 pixels centraux (le pixel central plus les 8 pixels adjacents). Le bruit atmosphérique est clairement corrélé sur ces pixels (la figure 5.9 (b) montre l'évolution de la moyenne de ces 9 pixels). La simple suppression de ce signal moyen sur l'ensemble des pixels tend à diminuer le bruit basse fréquence comme on peut le voir sur la figure 5.9 (d). Comme le flux de la source est réparti sur ces 9 pixels, il est possible de remonter à son flux total en utilisant des modèles simples de reconstruction d'image. Précisons qu'il existe des algorithmes plus élaborés qui permettent de supprimer ce bruit corrélé plus efficacement (voir par exemple le guide du logiciel de réduction de données bolométriques au 30 m, [communication privée P. André] et NIC [NIC 02]).

Une approche assez semblable pour ce mode d'observation consiste à regarder l'évolution temporelle non plus de quelques pixels, mais de l'ensemble de la matrice (cf. figure 5.10). La représentation en 3D montre qu'à un instant donné, la source de 400 mJy est pratiquement noyée dans le bruit. La moyenne de chaque pixel sur le temps d'observation

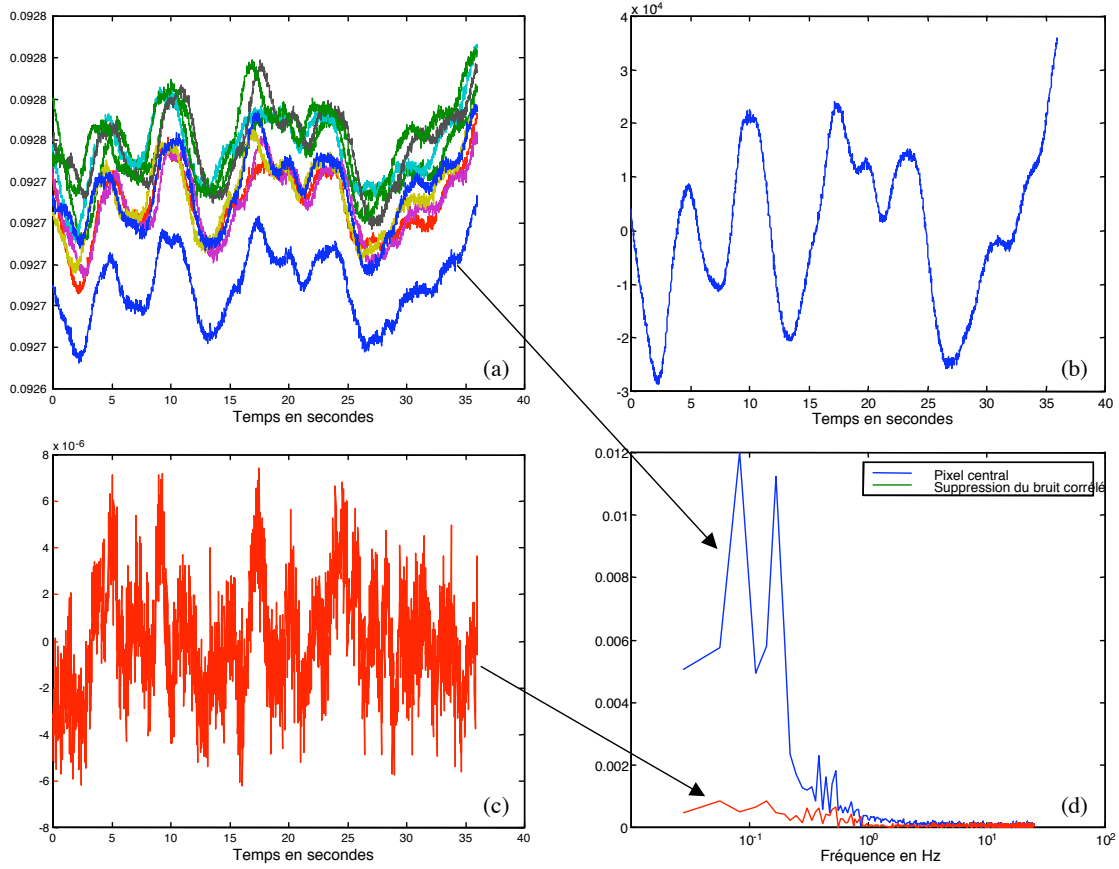


FIG. 5.9 – Bruit atmosphérique corrélé. (a) Signaux temporels des 9 pixels centrés sur la source. Le pixel central est en bleu, en bas de la figure. (b) Signal correspondant au bruit corrélé sur les 9 pixels (moyenne des 9 signaux). (c) Signal du pixel central sans la composante commune de bruit. (d) Spectres de bruit du signal brut (en bleu) et du signal sans bruit corrélé (en vert).

total permet de dégager une structure basse fréquence sur la matrice qui correspond au flux *background* moyen (figure 5.10 b). Il est alors possible de faire un ajustement de cette structure (*fit* polynomial du premier ou deuxième degré, cf. figure 5.10 c). En soustrayant ces *lignes de base* aux données moyennées, on est capable de restaurer l'image d'origine sans la composante atmosphérique.

Ce mode d'observation (avec source ponctuelle connue) peut-être utilisé pour vérifier la précision de pointage du télescope avant une séquence d'observation. On peut également imaginer que ce mode serve à l'extraction de sources ponctuelles ou de taille inférieure au champ de vue, de positions inconnues. Pour cela, la détermination des lignes de base

peut-être réalisée par un nombre moins important de pixels (pixels du bord de la matrice). Il serait intéressant d'explorer cette voie notamment pour estimer l'influence du nombre de pixels utilisés pour le *fit*, sur le bruit final de l'image.

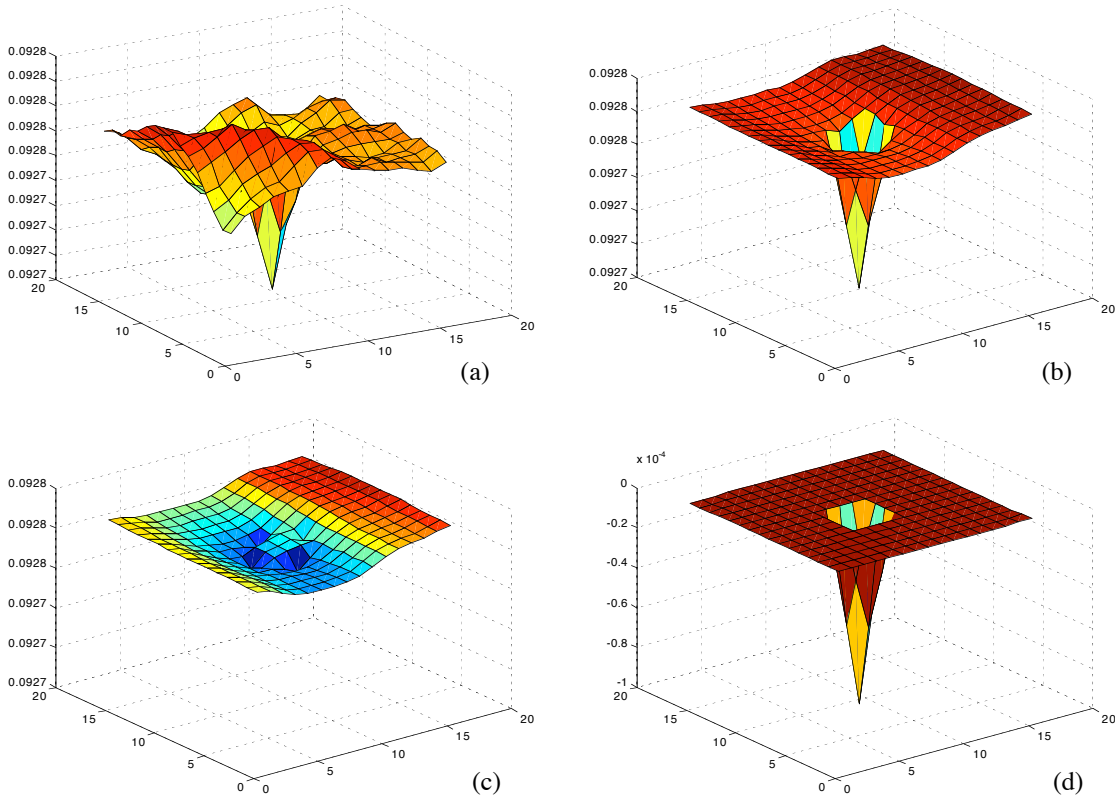


FIG. 5.10 – (a) Représentation 3D d’une image à un instant quelconque. (b) Représentation de l’image après avoir effectué une moyenne temporelle sur tous les pixels. (c) Ajustement et interpolation des pixels centraux. (d) Image de la source obtenue en soustrayant l’image (c) à l’image (b).

5.2.3 Mode Scan

Que ce soit pour la cartographie de régions de formations d’étoiles ou la recherche de populations de galaxies millimétriques, des observations grands champs (d’étendue largement supérieure au degré²) sont nécessaires. La méthode précédente n’est donc pas applicable (limitation à ≈ 18.5 arcmin² dans le cas d’un plan focal de 64×64 détecteurs). Une solution consiste à réaliser des *scans* sur le ciel de façon à couvrir la surface voulue.

En première approximation, le vent fait varier lentement la structure de bruit atmosphérique par dessus l'image astrophysique. De façon à utiliser le même raisonnement que précédemment (suppression des lignes de base), il faut donc que le *scan* soit effectué plus rapidement qu'une variation notable du bruit atmosphérique pour garder une bonne corrélation entre les différents pixels. C'est ce qui est présenté sur la figure 5.11.

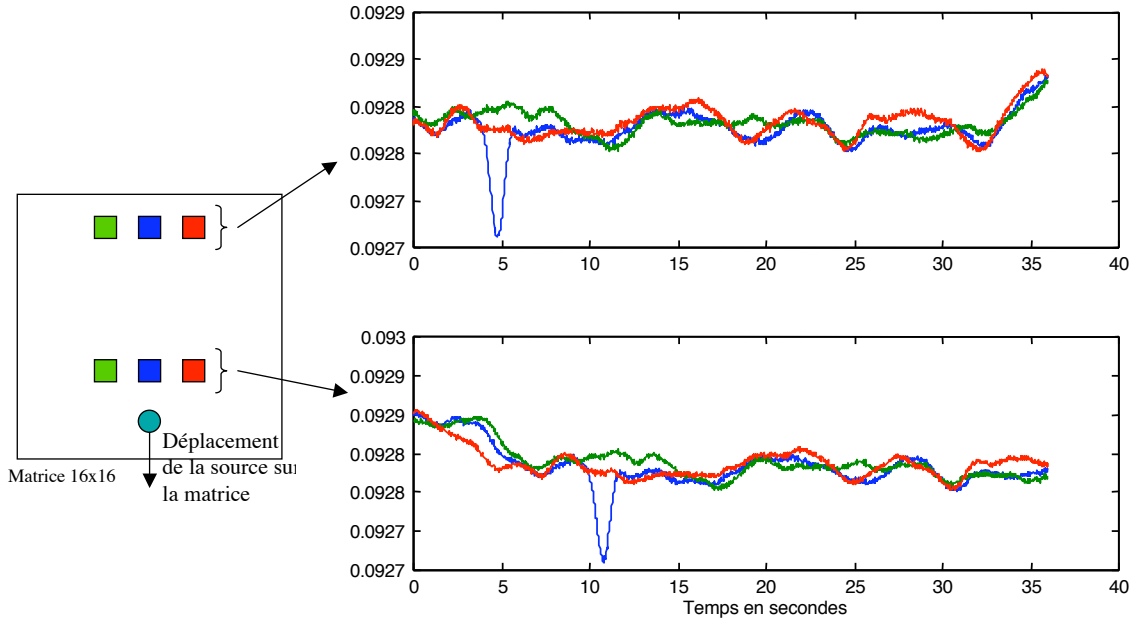


FIG. 5.11 – Signaux typiques de pixels proches en mode *scan*.

Dans notre exemple, la matrice *scanne* une région dans laquelle est présente une source ponctuelle. D'après la forme générale des signaux de la figure, on remarque bien que les signaux des pixels d'une même rangée perpendiculaire à la direction du *scan* sont corrélés. De la même façon que pour la précédente méthode, la suppression du bruit atmosphérique peut s'effectuer en supprimant les lignes de bases sur chaque rangée de pixels.

5.2.4 Travaux Futurs

Cette première approche qualitative des simulations d'observation avec une matrice de bolomètres montre qu'il est à priori possible de se passer des opérations de *chopping* et *nodding* pour s'affranchir du bruit du ciel dans le cas de sources ponctuelles. La suppression du bruit est effectuée par traitement numérique (*fit* polynomial de la structure atmosphérique sur la matrice) plutôt que par procédé "mécanique" (miroir vibrant).

Intuitivement, on comprend bien que le fait de disposer d'un grand nombre de détecteurs dans le plan focal augmente la statistique sur la connaissance de l'atmosphère. La connaissance de la relation entre le nombre de détecteurs utilisés, la structure spatiale et temporelle de l'atmosphère et le bruit final *rms* sur la carte obtenue est donc la prochaine étape de ces simulations⁵.

Plusieurs points seront à améliorer ou à créer :

- connaissance des processus atmosphériques : variation de l'opacité dans le temps, vitesse et direction du vent variables.
- variation de la constante de temps des bolomètres⁶ pour étudier l'impact sur le mode *scan* (cela va fixer la vitesse maximale de déplacement du télescope).
- non-homogénéité de la réponse des pixels. Ce point est important car il va limiter l'hypothèse de soustraction du fond grâce à un *fit*. En effet, dans les résultats précédents, nous avons supposés que les réponses de tous les pixels étaient identiques. Or, même après une opération de *flatfield*, il subsiste une dispersion des réponses sur l'ensemble de la matrice. Cela se traduit par une “image” parasite qui vient se superposer à l'atmosphère et à la source astrophysique.

Il est probable que ce point soit plus critique dans le cas du mode pointage que dans le mode *scan*. En effet lors d'un pointage fixe, sources et image parasite sont fixes dans le temps, alors que l'atmosphère fluctue. Le moyennage temporel ne fera que diminuer la composante atmosphérique. On a pu estimer que la variation des réponses par rapport à une valeur moyenne ne devra pas dépasser 1%.

- simulation d'un champ de 64×64 pixels et de sources étendues.

⁵C'est à dire, la détermination du NEFD en fonction des conditions atmosphériques, du mode d'observation, du nombre de détecteurs utilisés et du temps d'intégration.

⁶Pour les résultats présentés ici, la réponse du détecteur est supposée non limitée par la constante de temps.

Conclusion générale et perspectives

Depuis le milieu des années 90, les nombreuses images du ciel en millimétrique réalisées entre autres par la caméra de bolomètres MAMBO au télescope de 30m de l'IRAM ont confirmé le potentiel scientifique important de cette gamme spectrale en contribuant à un grand nombre d'avancées dans divers domaines (formation d'étoiles, étude des galaxies lointaines entre autre).

Pourtant, la version actuelle de cette caméra ne couvre qu'environ 20% du champ de vue disponible au foyer Nasmyth et de par sa conception, sous-échantillonne l'image formée au plan focal.

De nouvelles technologies existent depuis peu, qui permettent d'envisager la construction de caméras à grand champ de vue pouvant échantillonner de façon optimale l'image. Le gain très important en vitesse de cartographie devrait alors autoriser la réalisation de grandes cartes recensant par exemple de nouveaux sites de formation d'étoiles ou encore des échantillons importants de galaxies lointaines.

C'est un exemple de l'un de ces nouveaux concepts d'instruments millimétriques qui est présenté dans cette thèse. En partant des matrices de bolomètres développées pour le domaine submillimétrique pour l'instrument PACS, j'ai proposé une solution de plan focal pouvant équiper une future caméra pour la bande atmosphérique à 1.3 mm.

J'ai d'abord développé une simulation numérique pour étudier l'aspect électro-thermique du bolomètre dans les conditions d'observation spécifiques d'un télescope au sol. Cette simulation inclut une modélisation complète des diverses fonctions du bolomètre dont les paramètres caractéristiques sont issus de mesures expérimentales (paramètres R_0 et T_0 , effet de champ et longueur de saut pour les thermomètres Si:P:B, lois d'évolution de la conductance thermique et de la capacité calorifique en fonction de la température). Les

résultats ont montré qu'il était possible de concevoir un détecteur à 1.3 mm de longueur d'onde dont les performances seraient limitées par le bruit de photon (limitation fondamentale, voir le tableau ci-après). La simulation a également montré que le mode classique d'étalonnage par calibrateurs primaires (planètes) était possible (comportement du bolomètre quasi linéaire).

Nous avons aussi réalisé des mesures sur des matrices submillimétriques qui ont montré que le comportement électro-thermique des bolomètres proposés par le CEA correspond bien à celui décrit par la simulation⁷. Les mesures ont également montré que le système de lecture (et en particulier le multiplexage par MOS) est opérationnel et ne semble pas apporter de bruit en excès.

Un point essentiel dans la transposition des matrices submillimétriques vers la bande millimétrique est l'absorption du rayonnement. Leur système d'absorption est basé sur la présence d'une cavité résonante dont la taille est ajustée à la longueur d'onde à détecter (cavité quart d'onde). Or en pratique, cette technologie est facilement adaptable jusqu'à une longueur d'onde d'environ 350 μm , ce qui pose alors un réel problème pour le millimétrique. J'ai donc trouvé en collaboration avec P. Agnès du LETI une solution alternative qui a été simulée par des techniques habituellement utilisées dans le domaine des couches minces optiques. Elle consiste à venir superposer une simple couche de diélectrique (du silicium, dont l'épaisseur est déterminée par simulation) sur la cavité existante. La conséquence de cet empilement est l'annulation de la composante du champ électrique réfléchi par le système pour certaines longueurs d'ondes, ce qui se traduit par une absorption importante au sein du pixel.

Le LETI a ensuite réalisé un démonstrateur technologique dans le domaine submillimétrique (transposition du pic d'absorption de 150 μm vers 450 μm). Pour valider le principe de ce nouveau système d'absorption j'ai réalisé des mesures grâce à un spectromètre à transformée de Fourier de type Martin-Puplett développé également pendant la thèse. La simulation montre qu'il existe des solutions réalisables avec les technologies actuelles du LETI qui permettraient d'obtenir entre 83 et 90% d'absorption sur toute la bande millimétrique.

Afin de se rapprocher du concept de l'instrument final, une première étude de l'optique

⁷En première approximation, il est possible de considérer les bolomètres submillimétriques comme étant représentatifs des versions millimétriques puisque les deux designs électro-thermiques sont sensiblement identiques.

a été réalisée par tracés de rayons. Elle montre que pour un prototype de caméra équipé de 1024 pixels (champ de ≈ 4 arcmin²), un montage relativement simple utilisant 2 lentilles (une de champ externe et une froide) était envisageable.

Dans le but d'étudier les différents modes d'observation envisageables avec ce nouveau type de grandes matrices de bolomètres, j'ai élaboré une simulation d'observation. Son développement est encore en cours, mais elle a néanmoins permis d'estimer la sensibilité attendue en présence de bruit atmosphérique (environ 10 mJy \sqrt{s} pour 1 σ , soit environ 3 fois mieux que ce qui actuellement obtenu avec MAMBO).

Il reste bien sûr beaucoup de travail à réaliser avant de disposer d'une caméra millimétrique grand champ. Cela passera par diverses étapes :

- réalisation d'une première matrice millimétrique, notamment en vue de tester le système d'absorption par couche diélectrique.
- conception d'un prototype de caméra à 1024 pixels (4 matrices 16×16). Pour ce faire, il est possible d'utiliser un grand nombre d'éléments développés au cours du projet PACS (cryostat, cryoréfrigérateur, électronique de lecture, systèmes de traitements de données).
- définition de grandes matrices 32×32 pixels en fonction du retour d'expérience et des moyens financiers disponibles.
- en parallèle, poursuite du développement de la simulation afin de définir les meilleures stratégies pour l'observation des sources étendues.

	Valeurs	Unité	Remarques
Longueur d'onde	1.3	mm	fenêtre atmosphérique entre 0.95 et 1.55 mm
Température de fonctionnement	300	mK	
Lobe primaire	11	arcsec	(un pixel a un champ de vue de 4.5 arcsec)
Champ de vue	4.4 18.5	arcmin ²	32 × 32 pixels 64 × 64 pixels
Absorption sur la bande 1.3mm	83% à 90%		suivant une taille de cavité de 60 μm ou de 75 μm.
Puissance moyenne par pixel	5	pW	(variations attendues de 4 à 9 pW suivant les conditions atmosphériques)
Réponse Maximum	3.3×10^{10}	V/W	(pour une polarisation optimum de 1.3V)
Bande passante optique	26	Hz	Les mesures n'ont pas permis de caractériser les détecteurs au-delà de 5Hz
NEP _{photon}	6.2×10^{-17}	W/Hz ^{1/2}	variations de ± 40% suivant les conditions atmosphériques
NEP _{Total}	7×10^{-17}	W/Hz ^{1/2}	(détecteur + photons)
NEFD	13	mJy/Hz ^{1/2}	correspondant à 1σ en 1s

FIG. 5.12 – Tableau récapitulatif des performances envisagées.

Bibliographie

- [Agnese 03] P. Agnese, C. Cigna, J.L. Pornin et al., *Filled bolometer arrays for Herschel/PACS*, Proc. SPIE, Millimeter and Submillimeter detectors for astronomy, Eds. T.G. Phillips, J. Zmuidzinas, **4855**, 108 (2003).
- [Alsop 92] D.C. Alsop, C. Inman, A.E. Lange et al., *Design and construction of high sensitivity, infrared bolometers for operation at 300 mK*, App. Opt., **31**, 6610 (1992).
- [Altenhoff 02] W.J. Altenhoff, F. Bertoldi, K.M. Menten, et al., *Radio continuum observations of comet C/1999 S4 (LINEAR) before, during and after break-up of its nucleus*, A&A, **391**, 353 (2002).
- [Alton 02] P.B. Alton, S. Bianchi, J. Richer et al., *Mapping the submillimeter spiral wave in NGC 6946*, A&A, **388**, 446 (2002).
- [Anderson 58] P. W. Anderson, , Phys. Rev., **109**, 1492 (1958).
- [André 01] P. André, *The Earliest Stages of Star Formation : Protostars and Dense Cores*, Proc. of The promise of the Herschel Space Observatory, eds G.L. Pilbratt, J. Cernicharo, A.M. Heras, T. Prusti, R. Harris, ESA **SP-460**, 169 (2001).
- [André 04] P. André, F. Motte, *Estimation de la sensibilité à l'émission étendue*, Annexe à la demande de financement sur le projet de recensement des sites de formation de proto-étoiles et étude des propriétés des poussières dans la Galaxie avec un nouveau concept de caméra submillimétrique pour les radio-télescopes au sol, PCMI 2004.
- [Archibald 02] E.N. Archibald T. Jeness, W.S. Holland et al, *On the atmospheric limitations of ground-based submillimetre astronomy using array receivers*, MNRAS, **336**, 1 (2002).
- [Benford 99] D. J. Benford, *Broadband submillimeter instrumentation for the detection of distant galaxies*, PhD Thesis California Institute of Technology, Pasadena, California, (1999).

- [Benoit 00] A. Benoit, F. Zagury, N. Coron et al, *Calibration and first light of the Diabolo photometer at the millimetre and infrared Testa Grigia Observatory*, A&A Suppl. Ser., **141**, 523 (2000).
- [Benoit 02] A. Benoit, P.A.R. Ade, A. Amblard et al, *Archeops : a high resolution, large sky coverage balloon experiment for mapping CMB anisotropies*, Astropart. Phys., **17**, 101 (2002).
- [Belloche 02] A. Belloche, P. André, P. Despois, D. Blinder, *Molecular line study of the very young protostar IRAM 04191 in Taurus : infall, rotation, and outflow*, A&A, **393**, 927 (2002).
- [Blain 02] A.W. Blain, I. Smail, R. Ivison, J.-P. Kneib, *Submillimeter Galaxies*, Phys. Rept, **369**, 111 (2002).
- [Bock 95] J.J. Bock, D. Chen, P.D. Mauskopf, A.E. Lange, *A novel bolometer for infrared and millimeter-wave astrophysics*, Space Science Reviews, **74**, 229 (1995).
- [Boggess 92] N.W. Boggess, J.C. Mather, R. Weiss et al, *The COBE mission - Its design and performance two years after launch*, ApJ, **397**, 2, 420 (1992).
- [Born 99] M. Born, E. Wolf, *Principles of optics : Electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light 7th ed.*, Cambridge, England. Cambridge University Press (1999).
- [Buzzi 99] C. Buzzi, *Développement de bolomètres monolithiques silicium refroidis à 0.3 K pour le satellite FIRST (Far Infrared and Submillimeter Telescope)*, Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble 1, septembre 99 (1999).
- [Cesarsky 96] C.J. Cesarsky, A. Abergel, J.P. Agnese et al. *ISOCAM in flight*, A & A, **315**, L32 (1996).
- [Chanin 84] G. Chanin, J.P. Torre, *Electrothermal model for ideal semiconductor bolometers*, J. Opt. Soc. Amer. A. , **1**, 412 (1984).
- [Chapin 01] E.L. Chapin, D.H. Hughes, B.D. Kelly, W.S. Holland, *Simulating the performance of large-format sub-mm focal plane arrays*, Proc. Experimental cosmology at millimeter wavelenghts, AIP Conference, 2001.
- [Chattopadhyay 03] G. Chattopadhyay, J. Glenn, J.J. Bock et al. *Feed horn coupled bolometer arrays for SPIRE - Design, simulations and measurements*, IEEE Trans. Microw. Th. and Tech., **51**, 10, 2139 (2003).

- [Clarke 74] J. Clarke, G.I. Hoffer, P.L. Richards, *Superconducting tunnel junction bolometers*, Rev. Phys. Appliquée., **9**, 69 (1974).
- [Clarke 77] J. Clarke, G.I. Hoffer, P.L. Richards et al., *Superconductive bolometers for submillimeter wavelengths*, J. Appl. Phys., **48**, 12, 4865 (1977).
- [Coron 76] N. Coron, *Infrared helium cooled bolometers in presence of background*, Infrared Phys., **16**, 411, 1976.
- [CSO] Site internet du CSO, *CSO atmospheric transmission interactive plotter*, <http://www.submm.caltech.edu/cso/weather/atplot.shtml>
- [Diez 99] M. C. Diez, T.O. Klaassen, C. Smorenburg, K.J. Wildeman, *Reflectance measurements on absorbing coatings for sub-millimeter radiation*, Status report HIFI main optics : opto-mechanical design and coating development. nov. 99 p.67 (1999).
- [Dowell 03] C.D. Dowell, C.A. Allen, S. Babu et al., *SHARC II : a Caltech Submillimeter Observatory facility camera with 384 pixels*, Proc. SPIE, Millimeter and Submillimeter detectors for astronomy, Eds. T.G. Phillips, J. Zmuidzinas, **4855**, 73 (2003).
- [Dowell 03b] C.D. Dowell, *Atacama Submillimeter Telescope, Cameras 200 - 1000 μ m*, Présentation Workshop Atacama Telescope Project, Octobre 2003 (2003).
- [Downey 84] P.M. Downey, A.D. Jeffries, S.S Meyer et al., *Monolithic silicon bolometers*, Appl. Opt., **23**, 6, 910 (1984).
- [Duband 97] L. Duband, *Space-born helium adsorption coolers*, Proc. of the ESA Symposium "The Far Infrared and Submillimeter Universe", Grenoble, France, **SP-401**, 357 (1997).
- [Dumoulin 96] L. Dumoulin, *Introduction à la supraconductivité*, Cours dans le cadre de la 3ème école d'Automne d'Aussois, France, (1996).
- [Duncan 90] W.D. Duncan, E.I. Robson, P.A.R. Ade, et al., *A millimetre/submillimetre common user photometer for the James Clerk Maxwell Telescope*, MNRAS, **243**, 126 (1990).
- [Duncan 03] W.D. Duncan, W.S. Holland, M.D. Audley, et al., *SCUBA-2 : Developing the detectors*, Proc. SPIE, Millimeter and Submillimeter detectors for astronomy, Eds. T.G. Phillips, J. Zmuidzinas, **4855**, 19 (2003).
- [Dunlop 94] J.S. Dunlop, D.H. Hughes, S. Rawlings, et al., *Detection of a large mass of dust in a radio galaxy at redshift $z=3.8$* , Nature, **370**, 347 (1994).

- [Dunne 03] L. Dunne, S. Eales, R. Ivison, et al., *Type II supernovae as a significant source of interstellar dust*, Nature, **424**, 285 (2003).
- [Emerson 79] D.T. Emerson, U. Klein, C.G.T. Haslam, *A multiple beam technique for overcoming atmospheric limitations to single-dish observations of extended radio sources*, A&A, **76**, 92 (1979).
- [Gildemeister 00] J.M. Gildemeister, A.T. Lee, P.L. Richards, *Monolithic arrays of absorber-coupled voltage-biased superconducting bolometers*, Appl. Phys. Lett., **77**, 24, 4040 (2000).
- [Glenn 03] J. Glenn, P.A.R. Ade, M. Amarie et al., *Current status of Bolocam : a large-format millimeter-wave bolometer camera*, Proc. SPIE, Millimeter and Submillimeter detectors for astronomy, Eds. T.G. Phillips, J. Zmuidzinas, **4855**, 30 (2003).
- [Griffin 88] M.J. Griffin, W.S. Holland, *The influence of background power on the performance of an ideal bolometer*, Int. Journ. Infr. Millim. Waves, **9**, 10, 861 (1988).
- [Griffin 00] M.J. Griffin, *Bolometers for far-infrared and submillimetre astronomy*, Nuclear Instrum. Methods, **A 444**, (2000).
- [Griffin 02] M.J. Griffin, J. J Bock, W. K. Gear, *Relative performance of filled and feedhorn-coupled focal-plane architectures*, App. Opt., **41**, 31, 6543 (2002).
- [Guiderdoni 98] B., Guiderdoni, E. Hivon, F.R. Bouchet, B. Maffei, *Semi-analytic modeling of galaxy evolution in the IR/submm range*, MNRAS, **295**, 877 (1998).
- [Haller 85] E.E. Haller, *Memetic algorithm approach to thin film optical coating design*, Second workshop on memetic algorithms, San Francisco, USA (2001).
- [Hodgson 01] R.J.W. Hodgson, *Physics and design of advanced IR bolometers and photoconductors*, Infrared Phys., **25**, 257 (1985).
- [Holland 98] W.S. Holland, J. Greaves, B. Zuckerman et al., *Submillimetre images of dusty debris around nearby stars*, Nature, **392**, 788 (1998).
- [Holland 99] W.S. Holland, E.I. Robson, W.K. Gear, et al., *SCUBA : a common-user submillimeter camera operating on the James Clerk Maxwell Telescope*, MNRAS, **303**, 659 (1999).
- [Holland 03] W.S. Holland, W.D. Duncan, B.D. Kelly, et al., *SCUBA-2 : A large format submillimetre camera on the James Clerk Maxwell telescope*, Proc. SPIE, Millimeter and Submillimeter detectors for astronomy, Eds. T.G. Phillips, J. Zmuidzinas, **4855**, 1 (2003).

- [Hughes 98] D. Hughes, S. Serjeant, S. Dunlop, et al., *Unveiling dust-enshrouded star formation in the early Universe : a submillimeter survey of the Hubble Deep Field*, Nature, **394**, 241 (1998).
- [Irwin 95] K.D. Irwin, *An application of electrothermal feedback for high resolution cryogenic particle detection*, App. Phys. Lett. **66**, 15, 1998 (1995).
- [Irwin 02] K.D. Irwin, *Review : SQUID multiplexers for transition-edge sensors*, Physica C, **368**, 203 (2002).
- [Jewitt 99] D. Jewitt, H. Matthews, *Particulate mass loss from comet Hale-Bopp*, AJ, **117**, 1056 (1999).
- [Kessler 96] M.F. Kessler, J.A. Steinz, M.E. Anderegg et al, *The Infrared Space Observatory (ISO) mission*, A&A, **315**, L.27 (1996).
- [Kleinmann 70] D. E. Kleinmann, F. J. Low, *Observations of infared galaxies*, Ap.J. (Letters) **159**, L.165 (1970).
- [Kogut 03] A. Kogut, D.N. Spergel, C. Barnes et al., *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) first year observations : TE polarization*, ApJ Suppl. **148**, 161 (2003).
- [Kreysa 98] E. Kreysa, H.P. Gemuend, J. Gromke, et al., *Bolometer array development at the Max-Planck-Institut fuer Radioastronomie*, Proc. SPIE, Advanced Technology MMW, Radio and Terahertz Telescopes, T.G. Phillips Ed. **3357**, 319 (1998).
- [Kreysa 03] E. Kreysa, F. Bertoldi, H.P. Gemuend, et al., *LABOCA, a first generation bolometer camera for APEX*, Proc. SPIE, Millimeter and Submillimeter detectors for astronomy, Eds. T.G. Phillips, J. Zmuidzinas, **4855**, 41 (2003).
- [Kreysa 03b] E. Kreysa, *Prospects for large bolometer arrays and cameras*, Présentation Workshop IRAM (2003).
- [Lamarre 86] J.-M. Lamarre, *Photon noise in photometric instruments at far-infrared and submillimeter wavelengths*, App. Opt., **25**, 6, 870 (1986).
- [Lamarre 98] J.-M. Lamarre, M. Giard, E. Pointecouteau et al., *First measurement of the submillimeter Sunyaev-Zeldovich effect*, ApJ Lett., **507**, L5 (1998).
- [Lamarre 01] J.-M. Lamarre,, *Use of high sensitivity bolometers for astronomy : Planck High Frequency Instrument*, Proc. 9th Workshop on Low Temperature Detectors (LTD9), Madison, (2001).

- [Lanting 03] T. M. Lanting, H.M. Cho, J. Clarke et al., *Frequency-domain multiplexing for large-scale bolometer arrays*, Proc. SPIE, Millimeter and Submillimeter detectors for astronomy, Eds. T.G. Phillips, J. Zmuidzinas, **4855**, 172 (2003).
- [Lange 96] A.E. Lange, S.E. Church, P.D. Mauskopf et al., *Bolometric detector systems for IR and mm-wave space astronomy*, 30th ESLAB Symposium, ESA, **SP-388**, 105 (1996).
- [Lay 97] O. P. Lay, *The temporal power spectrum of atmospheric fluctuations due to water vapor*, A&A Suppl. Ser., **122**, 535 (1997).
- [Lay 00] O. P. Lay, N. W. Halverson, *The impact of atmospheric fluctuations on degree-scale imaging of the cosmic microwave background*, ApJ., **543**, 787 (2000).
- [Lazareff 00] B. Lazareff, *Comparaison des performances d'un plan focal à matrice plane (LETI) avec un réseau de cornets (MPIfR)*, note IRAM (2000).
- [Lee 96] A.T. Lee, P.L. Richards, S.W. Nam et al., *A superconducting bolometer with strong electrothermal feedback*, 30th Appl. Phys. Lett., **69**, 1801 (1996).
- [Lee 97] A.T. Lee, S.F. Lee, J.M. Gildemeister et al., *Voltage-biased superconducting bolometers for infrared and mm wave astronomy*, Proc. 7th Workshop on Low Temperature Detectors (LTD7), Munich Germany, C10 (1997).
- [Lee 98] S.F. Lee, J.M. Gildemeister, W. Holmes et al., *Voltage-biased superconducting transition-edge bolometer with strong electrothermal feedback operated at 370 mK*, App. Opt., **37**, 16, 3391 (1998).
- [Lena 98] P. Lena, *Méthodes physiques de l'observation, deuxième édition*, CNRS Editions, EDP Sciences, 1998.
- [LMT] Site Internet du Large Millimeter Telescope, <http://www.lmtgtm.org>.
- [Low 61] F. J. Low, *Low temperature germanium bolometer*, Journ. of the Opt. Soc. of America, **51**, 11, 1300 (1961).
- [Mangum 99] J.G. Mangum, D.T. Emerson, E.W. Greisen, *The On-The-Fly imaging technique*, Imaging at radio through submillimeter wavelengths : Proceedings Tucson, Arizona June 1999, edited by J.G. Mangum and S.J.E. Radford, 179 (1999).
- [Martin 82] D.H. Martin, *Polarizing (Martin-Puplett) interferometric spectrometers for the near and submillimeter spectra*, Infrared and Millimeter Waves., **6**, 65 (1982).

- [Mather 82] J. C. Mather, *Bolometer noise : nonequilibrium theory*, App. Opt., **21**, 1125 (1982).
- [Mather 84a] J. C. Mather, *Bolometers : ultimate sensitivity, optimization and amplifier coupling*, App. Opt., **23**, 584 (1984).
- [Mather 84b] J. C. Mather, *Electrical self-calibration of nonideal bolometers*, App. Opt., **23**, 3181 (1984).
- [Mather 94] J. C. Mather, E.S. Cheng, D.A. Cottingham et al., *Measurement of the cosmic microwave background spectrum by the COBE FIRAS instrument*, ApJ, **420**, 2, 439 (1994).
- [Mauskopf 97] P.D. Mauskopf, J.J. Bock, H. Del Castillo et al., *Composite infrared bolometers with Si_3N_4 micromesh absorbers*, Appl. Opt., **36**, 765 (1997).
- [May 03] T. May, V. Zakosarenko, R. Boucher, E. Kreysa, H.G. Meyer, *Superconducting bolometer array with SQUID readout for submillimeter wavelength detection*, Superconducting Science and Technology, **16**, 1430 (2003).
- [Menten 00] K. Menten, F. Bertoldi, *Extragalactic (sub)millimeter astronomy - Today and tomorrow*, Reviews in Modern Astronomy 13 : New Astrophysical Horizons, **13**, 371 (2000).
- [Mott 56] N. F. Mott , *On the transition to metallic conduction in semiconductors*, Canadian Journal of Physics, **34**, 1356 (1956).
- [Motte 98] F. Motte, P. André, R. Néri, *The initial conditions of star formation in the rho Ophiuchi main cloud : wide-field millimeter continuum mapping*, A&A, **336**, 150 (1998).
- [NIC 02] D. Broguiere, R. Neri, A. Sievers, H. Wiesemeyer, *NIC Bolometer users guide*, Version 1.4-11 (2002).
- [Neugebauer 84] G. Neugebauer, H.J. Habing, R. vandeDuinen, et al., *The Infrared Astronomical Satellite (IRAS) mission*, Ap.J. (Letters) **278**, L1 (1984).
- [Omont 03] A. Omont, A. Beelen, F. Bertoldi, et al., *A 1.2 mm MAMBO/IRAM-30 m study of dust emission from optically luminous $z \sim 2$ quasars*, A&A, **398**, 857 (2003).
- [PACS] Site internet de PACS au MPE-Garching : <http://pacs.mpe-garching.mpg.de/perform.htm>

- [Pajot 86] F. Pajot, G. Gispert, J.-M. Lamarre, et al., *Sub-millimetric photometry of the integrated galactic emission*, A&A, **154**, 55 (1986).
- [Poglitsch 01] A. Poglitsch, C. Waelkens, N. Geis, *The Photodetector Array Camera & Spectrometer (PACS) for Herschel*, Proc. of The promise of the Herschel Space Observatory, eds G.L. Pilbratt, J. Cernicharo, A.M. Heras, T. Prusti, R. Harris, ESA **SP-460**, 29 (2001).
- [Pilbratt 01] G.L. Pilbratt, *The Herschel mission, scientific objectives, and this meeting*, Proc. of The promise of the Herschel Space Observatory, eds G.L. Pilbratt, J. Cernicharo, A.M. Heras, T. Prusti, R. Harris, ESA **SP-460**, 13 (2001).
- [Quere 98] Y. Quéré, *Physique des matériaux*, Ed. Ellipses, 1998.
- [Serjeant 03] S. Serjeant, J.S. Dunlop, R.G. Mann, et al., *Submillimetre observations of the Hubble Deep Field and flanking fields*, MNRAS, **344**, 3, 887 (2003).
- [Shklovskii 84] B.I. Shklovskii, A.L. Efros, *Electronic properties of doped semiconductors*, Springer series in solid state sciences, Berlin, **45**, 3, (1984).
- [Puget 96] J.-L. Puget, A.Abergel, J.P. Bernard et al., *Tentative detection of a cosmic far-infrared background with COBE*, A&A, **308**, L5 (1996).
- [Reichertz 01] L.A. Reichertz, B. Weferling, W. Esch, E. Kreysa, *The fastscanning observing technique for millimeter and submillimeter astronomy*, A&A, **379**, 735 (2001).
- [Richards 82] P.L. Richards, L.T. Greenberg, *Infrared detectors for low-background astronomy : incoherent and coherent devices from one micrometer to one millimeter*, Infrared and Millimeter Waves, K.J. Button Ed. (Acad. Press) **6**, 149 (1982).
- [Richards 94] P.L. Richards, *Bolometers for infrared and millimeter waves*, J. Appl. Phys, **76**, 1 (1994).
- [Richards 03] P.L. Richards, *TES bolometer arrays*, Présentation Workshop IRAM (2003).
- [Ristorcelli 99] I. Ristorcelli, G. Serra, J.-M. Lamarre, et al., *Very cold dust in star forming regions*, Les Houches, 2-6 Feb. 98, Les Houches n°11, L. d'Hendecourt, C. Joblin and A. Jones Eds., EDP Sciences, Les Ulis (1999).
- [SAFIR] Site Internet du projet Safir, <http://safir.jpl.nasa.gov/>.
- [Savry 98] O. Savry, Rapport de stage de DEA, Université Joseph Fourier, Grenoble, (1998).

- [Savry 01] O. Savry, *Matrices de détecteurs bolométriques pour l'imagerie dans les bandes millimétriques : faisabilité, performances et réalisation d'un démonstrateur*, Thèse de l'Université Joseph Fourier, Grenoble 1, (2001).
- [Serra 02] G. Serra, M. Giard, F. Bouchou, et al., *Pronaos : a two meter submillimeter balloon borne telescope*, Adv. in Space Res., **30**, 5, 1297 (2002).
- [Shu 77] F. H. Shu, *Self-Similar Collapse of Isothermal Spheres and Star Formation*, ApJ, **214**, 488 (1977).
- [Sunyaev 70] R. A. Sunyaev, Y. B. Zel'dovich , *Small-Scale Fluctuations of Relic Radiation*, Ap. Sp. Sci., **7**, 3 (1970).
- [Tatarskii 61] V. I. Tatarskii , *Wave propagation in a turbulent medium*, New-York :Dover (1961).
- [Turner 01] A.D. Turner, J.J. Bock, H.T. Nguyen et al. , *Si₃N₄ micromesh bolometer array for sub-millimeter astrophysics*, Appl. Opt., **40**, 4921 (2001).
- [Vigroux 96] L. Vigroux, F. Mirabel, B. Altieri, et al., *ISOCAM observations of the Antennae galaxies*, A&A, **315**, L93 (1996).
- [Walker 00] H. J. Walker, *A brief history of infrared astronomy*, Astronomy & Geophysics. **41**, 5, 10 (2000).
- [Wang 96] N. Wang, T.R. Hunter, D.J. Benford, et al., *Characterization of a submillimeter high-angular-resolution camera with a monolithic silicon bolometer array for the Caltech Submillimeter Observatory*, App. Opt, **35**, 34, 6629 (1996).
- [Weferling 02] B. Weferling, L.A. Reichertz, J. Schmid-Burgk, E. Kreysa, *Principles of the data reduction and first results of the fastscanning method for (sub)millimeter astronomy*, A&A, **383**, 1088 (2002).
- [White 94] M. White, D. Scott, J. Silk, *Anisotropies in the cosmic microwave background*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **32**, 319 (1994).
- [Williams 96] R.E., Williams, B. Blacker, M. Dickinson et al., *The Hubble Deep Field : Observations, Data Reduction and Galaxy Photometry*, AJ **112**, 1335 (1996).
- [Winston 70] R. Winston, *Light collection within the framework of geometric optics*, J. Opt. Soc. Amer. **60**, 245 (1970).
- [Wright 03] N. Wright, Site Internet, [http ://www.astro.ucla.edu/~wright/CMB-DT.html](http://www.astro.ucla.edu/~wright/CMB-DT.html), 2003.

- [Yang 01] J.M. Yang, C.Y. Kao, *Efficient evolutionary algorithm for the thin-film synthesis of inhomogeneous optical coatings*, App. Opt., **40**, 19, 3256 (2001).
- [Yun 03] M. Yun, J.W. Beeman, R. Bhatia et al., *Bolometric detectors for the Planck surveyor*, Proc. SPIE, Millimeter and Submillimeter detectors for astronomy, Eds. T.G. Phillips, J. Zmuidzinas, **4855**, 136 (2003).

Annexe A

Etapes de Fabrication des Matrices CEA

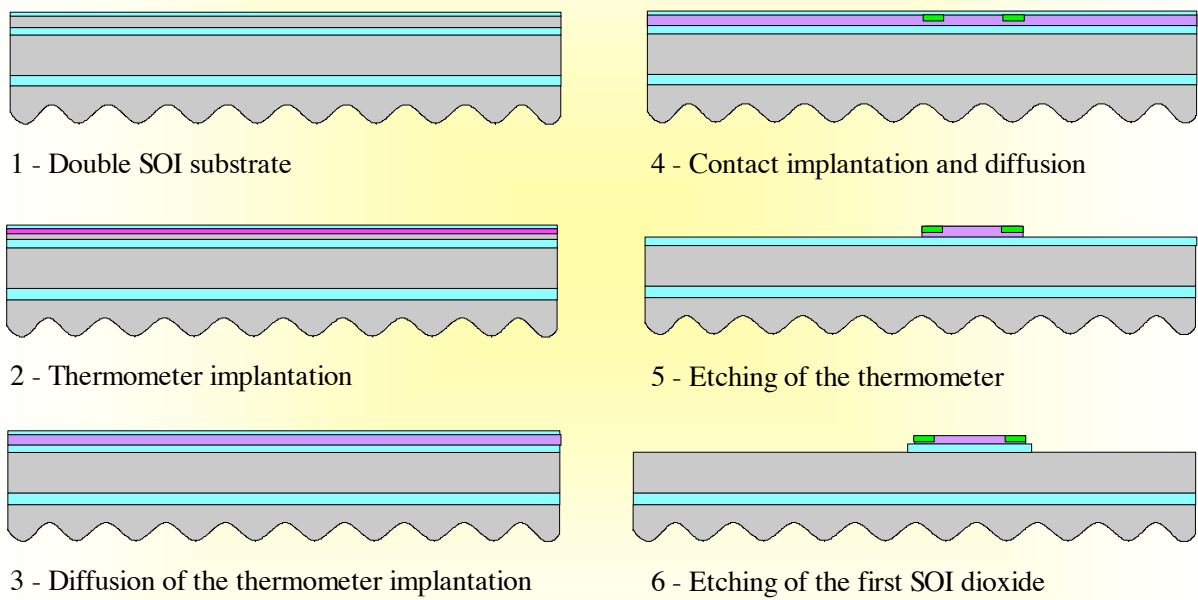


FIG. A.1 – Etapes de réalisation des bolomètres du CEA (1).

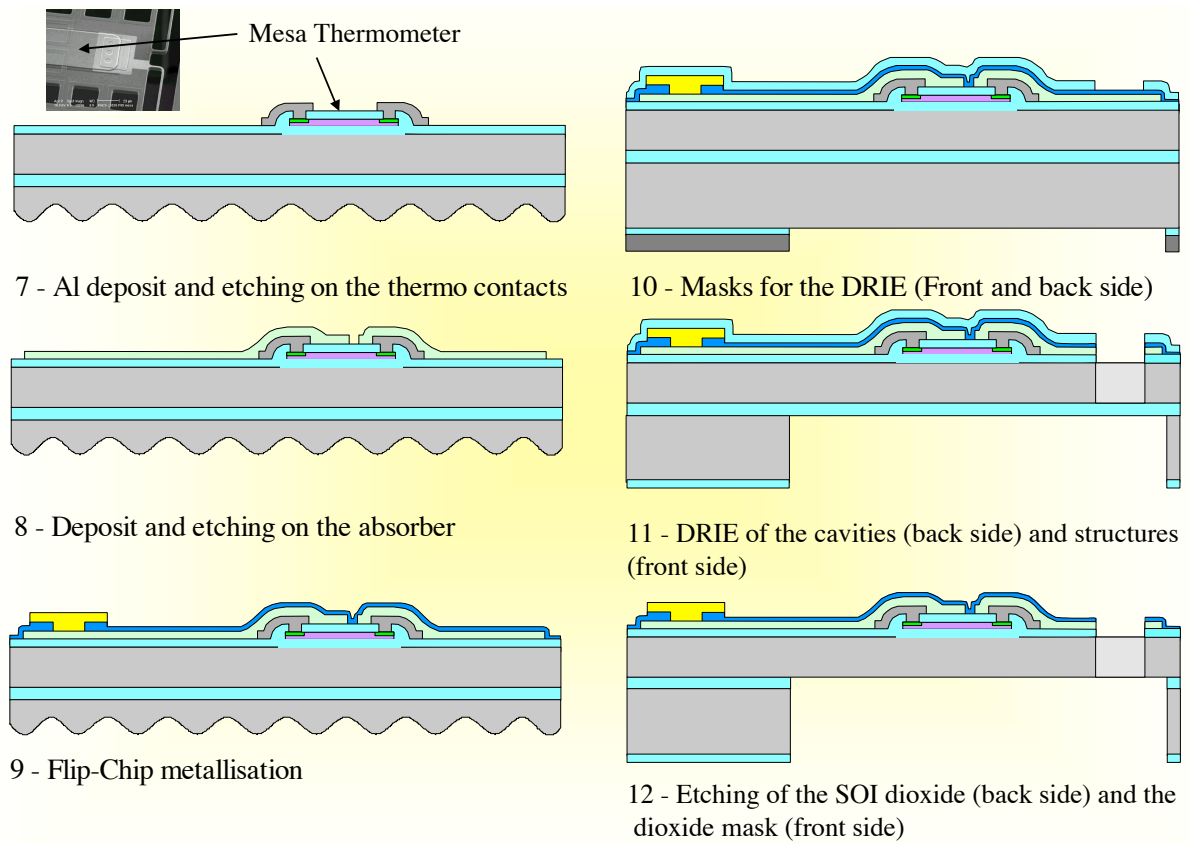


FIG. A.2 – Etapes de réalisation des bolomètres du CEA (2).

Annexe B

Détails du Modèle Numérique des Bolomètres

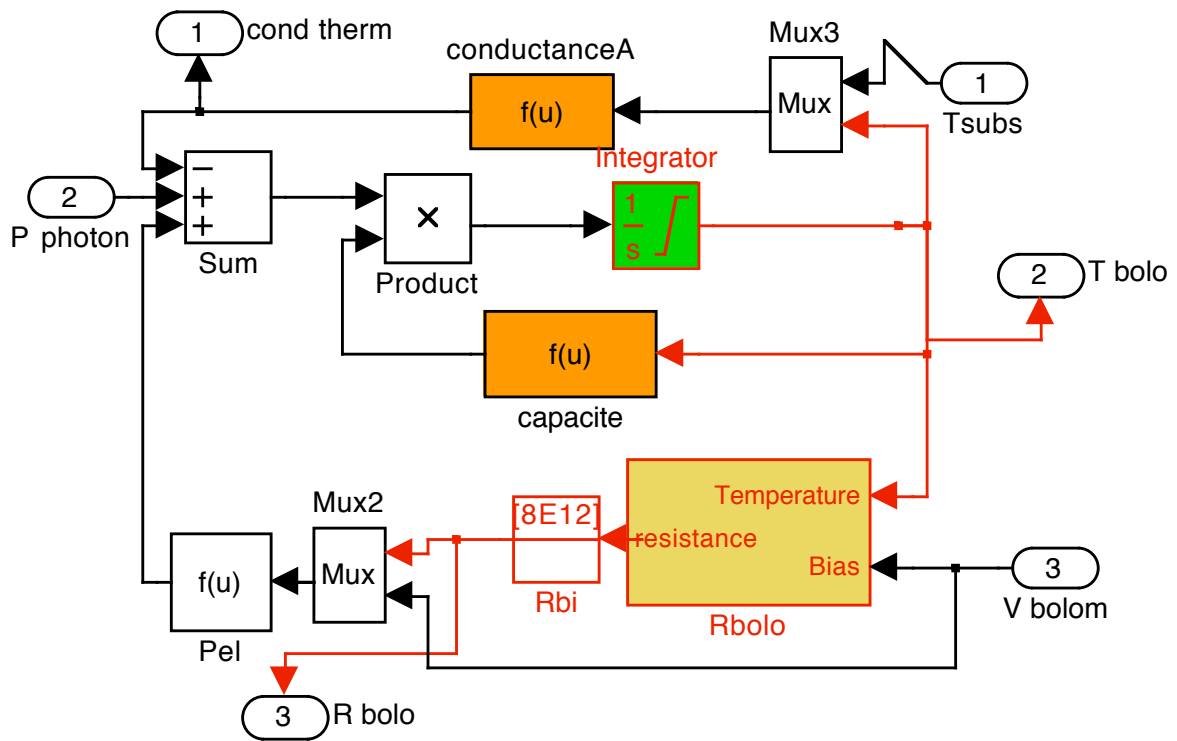


FIG. B.1 – Détail du bloc “bolomètre” du modèle numérique.

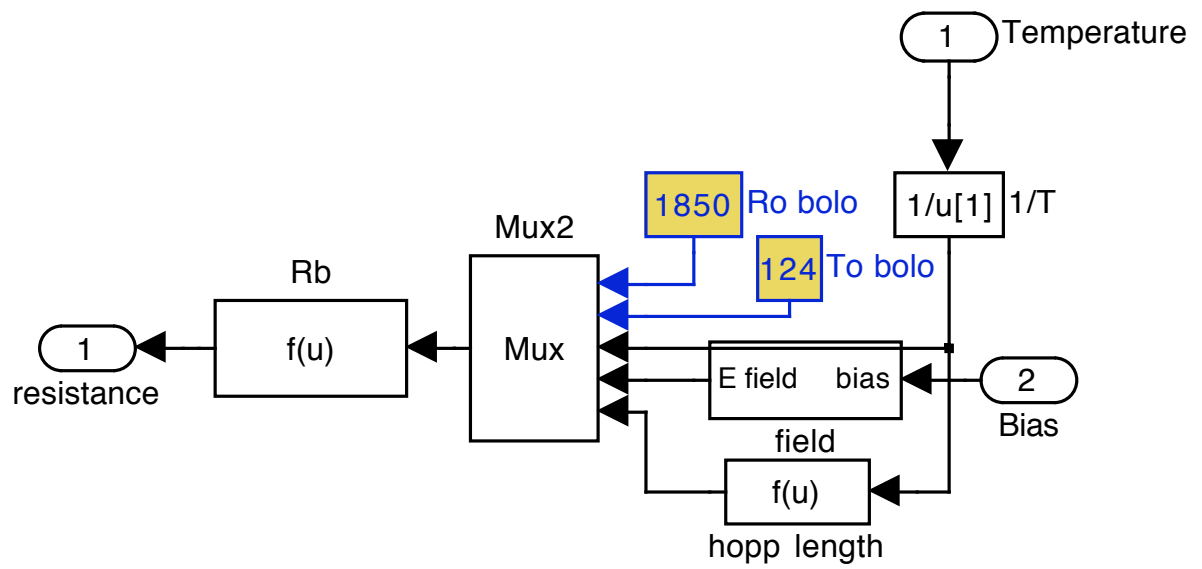


FIG. B.2 – Détail du bloc "résistance" du modèle numérique.

Annexe C

Principe du Spectromètre à Transformée de Fourier

Généralités

La spectrométrie par transformée de Fourier¹ est une méthode largement utilisée dans les laboratoires pour réaliser des mesures de caractérisation optiques de divers matériaux (transmission, absorption, indice spectral). Il s'agit à première vue d'une méthode tout à fait adaptée à nos besoins.

Ce procédé utilise le principe de l'interféromètre de Michelson (cf. figure C.1).

Un signal optique incident est séparé en deux faisceaux grâce à une lame séparatrice. Les deux faisceaux interfèrent ensuite après avoir parcouru des distances différentes. Dans le cas d'une onde monochromatique incidente de nombre d'onde σ , il peut être montré que l'intensité de sortie de l'interféromètre est un signal de forme sinusoïdale (interférogramme) :

$$I(x) - \bar{I} = \frac{1}{2}I_0 \cos 2\pi\sigma x \quad (\text{C.1})$$

où \bar{I} est un signal constant (*offset*) et I_0 est l'intensité d'entrée. Dans le cas d'une onde d'entrée polychromatique, cette expression devient alors,

$$I(x) - \bar{I} = \int_0^\infty \frac{1}{2}S(\sigma) \cos 2\pi\sigma x d\sigma \quad (\text{C.2})$$

où $S(\sigma)$ est le spectre du signal d'entrée. Cette expression signifie qu'à chaque position

¹Le spectromètre à transformée de Fourier est souvent appelé FTS, pour *Fourier Transform Spectrometer*.

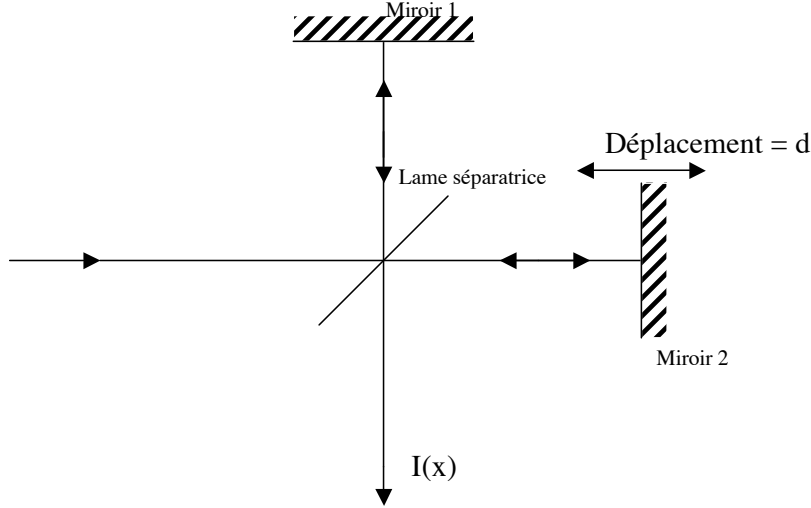


FIG. C.1 – Schéma de principe de l'interféromètre de Michelson. Un faisceau incident est séparé en deux parties par une lame séparatrice. La longueur de l'un des deux chemins optiques est modulable. Les deux faisceaux interfèrent au niveau de la séparatrice. La figure d'interférence obtenue dépend du déphasage induit par la différence de marche du bras mobile ($x=2d$).

du miroir mobile définie par d ($x = 2d$), le point de l'interférogramme associé est la somme de toutes les composantes spectrales (chacune ayant un déphasage $\phi = 2\pi\sigma x$ associé). Ce type d'expression est de la forme d'une transformée en cosinus, identique à une transformée de Fourier si la fonction $I(x)$ est paire (ce qui est le cas en première approximation, l'interférogramme étant symétrique par rapport à la position centrale du miroir). On obtient alors le spectre du signal d'entrée en effectuant la TF de l'interférogramme :

$$S(\sigma) = 4 \int_{-\infty}^{+\infty} (I(x) - \bar{I}) \cos 2\pi\sigma x dx \quad (\text{C.3})$$

Le Spectromètre à Polarisation

Cette technique est pourtant difficile à mettre en œuvre dans le domaine (sub)-millimétrique. La limitation majeure concerne les matériaux employés pour réaliser la lame séparatrice. Il est difficile en effet dans ce domaine spectral de trouver des matériaux ayant les propriétés adéquates de transmission qui restent constantes sur une large gamme.

La solution est d'utiliser la polarisation de l'onde électromagnétique (interféromètre

de type Martin-Puplett, cf. [Martin 82]). Un polariseur à fils métalliques (typiquement de quelques dizaines de microns de diamètres et $50\text{ }\mu\text{m}$ d'espacement) est utilisé comme lame séparatrice (cf.figure C.2). Ce type de polariseurs à fils laisse passer la composante de champ électrique perpendiculaire à l'axe d'orientation des fils (et réfléchit la composante parallèle). Des miroirs en toit remplacent les miroirs plans classiques et permettent au final d'avoir un système très proche des interféromètres opérant dans le visible ou l'infrarouge².

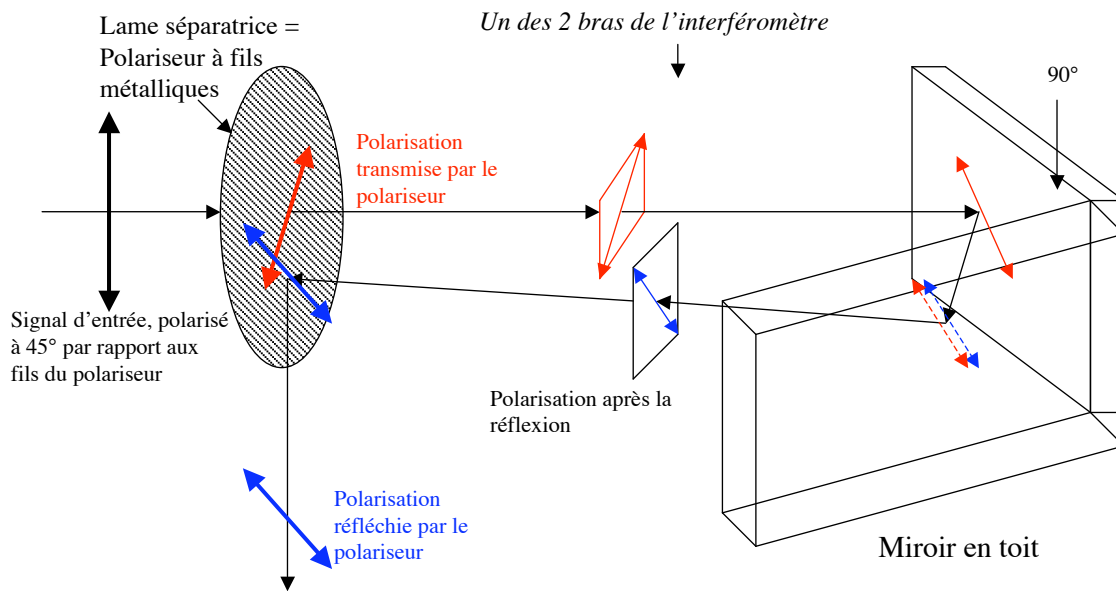


FIG. C.2 – Représentation des plans de polarisations dans l'un des bras du spectromètre. Le signal incident est polarisé à 45° par rapport aux fils du polariseur. Celui-ci laisse passer une seule composante de polarisation (l'autre composante est réfléchi vers le deuxième bras de l'instrument). Si le signal était réfléchi par un miroir plan, le plan de polarisation serait inchangé, l'onde retraverserait alors le polariseur dans les sens inverse. Aucun signal ne sortirait au final de l'interféromètre. Un dispositif doit donc permettre de faire "tourner" le plan de polarisation de l'onde dans les bras du spectromètre. Des miroirs en toit sont utilisés pour cette fonction.

Dans notre cas, il s'agit de l'absorption d'une matrice de bolomètres qui doit être mesurée. Il existe deux méthodes pour cela. La première consiste à mesurer directement le signal issu du spectromètre par la matrice elle-même. Un autre détecteur, calibré, mesure le même signal (le faisceau sortant du spectromètre est partagé en deux par un polariseur).

²Notons qu'il est également nécessaire de polariser l'onde incidente, à 45° par rapport à l'axe des fils de la séparatrice. De cette façon l'onde est décomposée suivant deux polarisations croisées, chacune étant dirigée vers un bras de l'interféromètre.

Les deux signaux sont comparés et l'on en tire la réponse spectrale du bolomètre.

Cette méthode s'est avérée difficile à mettre en œuvre du fait des différences importantes de sensibilité entre les deux types de détecteurs³.

La méthode finalement utilisée consiste à venir mesurer la réflexion du faisceau provenant du spectromètre sur la matrice à caractériser (cf. figure C.3). Pour cela, on dispose dans un cryostat IRLABS la matrice de bolomètres (refroidie à 300 mK) face au faisceau venant du spectromètre. Le plan de la matrice est légèrement incliné (environ 4°) de sorte que les rayons réfléchis soient dirigés sur l'entrée d'un bolomètre classique IRLABS (le signal correspondant mesuré par ce dernier est alors S_{bolo}). Une mesure de référence est effectuée en plaçant un miroir devant la matrice⁴ (le plus près possible de la matrice pour éviter les décalages de faisceau à l'entrée du bolomètre IRLABS) et produit le signal S_{ref} . Ainsi,

$$S_{ref}(\lambda) = R_{IR} \times R_{miroir} \times T_{syst.} \times P_{CN} \quad (C.4)$$

et

$$S_{bolo}(\lambda) = R_{IR} \times R_{matrice} \times T_{syst.} \times P_{CN} \quad (C.5)$$

avec R_{IR} définissant la réponse spectrale du détecteur IRLABS, R_{miroir} le coefficient de réflexion du miroir (estimé proche de 100%), $T_{syst.}$ le coefficient de transmission du système, P_{CN} la puissance de la source (corps noir à 1000 K) et $R_{matrice}$ le coefficient de réflexion de la matrice de bolomètres. En faisant l'hypothèse que tout le rayonnement qui n'est pas réfléchi est absorbé par la matrice⁵, sa réponse spectrale ($Abs = 1 - R_{matrice}$) que l'on souhaite obtenir est donc

$$Abs = 1 - \frac{S_{bolo}}{S_{ref}} \quad (C.6)$$

Ce système n'utilise pas de *chopper* externe, traditionnellement utilisé en spectrométrie infrarouge pour s'affranchir du rayonnement parasite et de la fonction de transfert de l'instrument. Il est remplacé dans notre cas par la mesure différentielle entre le signal de référence (réflexion sur le miroir interne) et le signal issu de la réflexion sur la matrice.

Afin de supprimer les perturbations dans le spectre dues à l'absorption de la vapeur

³Le détecteur de calibration est un bolomètre commercial IRLABS.

⁴Le miroir est placé sur un système mécanique pivotant, actionné par un moteur pas à pas et refroidi à environ 2K.

⁵Une manière de mesurer une éventuelle réflexion de type diffusif sur la matrice serait de disposer un ou plusieurs bolomètres identique au bolomètre IRLAB à des angles de réflexion non spéculaire.

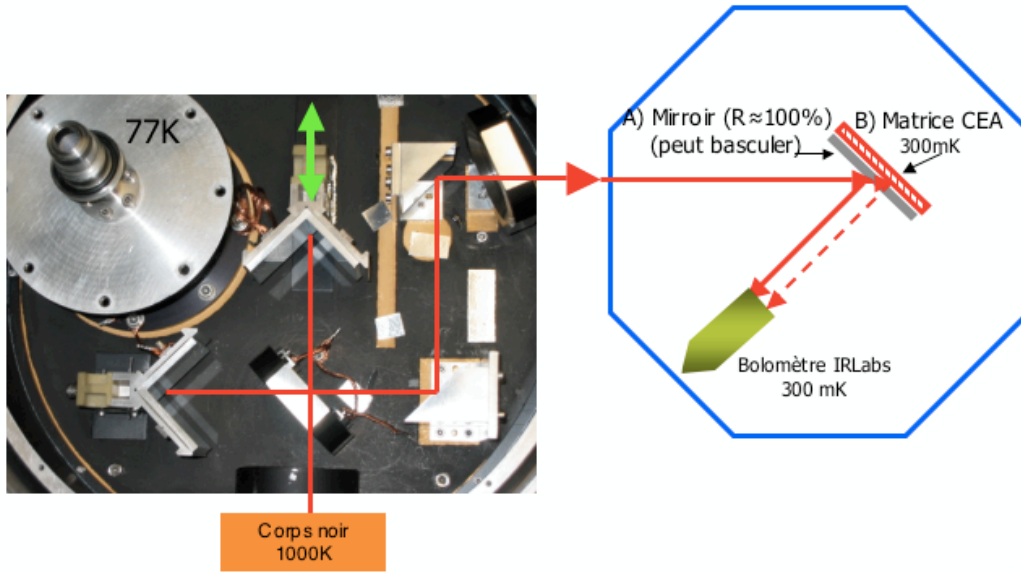


FIG. C.3 – L’interféromètre de type Martin-Puplett utilisé pour les mesures de réponse spectrale. La photo montre les deux miroirs en toit, la lame séparatrice (polariseur) et les deux polariseurs d’entrée et de sortie. Le signal est dirigé vers un cryostat contenant la matrice à caractériser et le bolomètre de mesure. Une mesure de référence est effectuée en réflexion sur un miroir. Ce dernier est basculé à l’aide d’un système mécanique utilisant un moteur pas à pas refroidi à 2K, et permet de mesurer la réflexion sur la matrice (angles d’incidence exagérés sur le schéma).

d’eau, un flux continu d’azote gazeux circule entre le corps noir extérieur et la fenêtre d’entrée du spectromètre (fenêtre en HDPE⁶).

Les pas typiques de déplacement sont de 0.01 mm, la vitesse de 0.1 mm/s et la course totale de 10 mm. Cette dernière valeur donne la résolution spectrale du système, soit typiquement 0.5 cm^{-1} (un facteur 2 est à prendre en compte dans le calcul de la résolution spectral, correspondant au fait que pour un déplacement d du miroir, la distance supplémentaire parcourue par l’onde est $2d$). La couverture en longueur d’onde va de $20 \text{ }\mu\text{m}$ à 5 mm environ (2 cm^{-1} à 500 cm^{-1}). La limite inférieure est définie par le pas de déplacement du miroir, la limite supérieure (5 mm) correspond à l’émission Rayleigh-Jeans du corps noir proche du niveau de bruit du dispositif.

⁶Polyéthylène Haute Densité.

Le déplacement du miroir ainsi que l'acquisition des données sont pilotés par des programmes développés sous LabView. Le signal est amplifié par un montage ampli-op classique et filtré par un filtre passe-bas pour supprimer le bruit à 50 Hz. Généralement, une mesure comporte une séquence de 20 ou 40 allers-retours du miroir et dure environ 1h30.